

3. Капли дают вклад в перенос тепла из нижних слоев атмосферы в верхние при скоростях ветра до 15 м/с не более 130 Вт/м. Капли, летящие из океана при шторме, испаряются, получая при этом тепло от нижних слоев атмосферы, поскольку собственный запас тепла в капле для ее испарения недостаточен. Выделение этого тепла идет при конденсации пара на высоте образования облачности.

4. Пена, которая образуется при обрушении ветровых волн на поверхности океана и сама является источником брызг, препятствует передаче тепла от океана к атмосфере. Так, при ветре 30 м/с гасится около 30% потока тепла от океана к атмосфере.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Иванов А. Введение в океанографию. М., 1978. [2] Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г., Романченко А. Н., Нелепо А. Б. // ДАН СССР. 1989. 309, № 5. С. 1093. [3] Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малаевский-Малаевич С. П., Преображенский Л. Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера. Л., 1974. [4] Hayami S., Toba Y. // J. Oceanogr. Soc. Jap. 1957. 14, N 2. P. 145. [5] Kientzler C. F., Arons A. B., Blanchard P. C., Woodcock A. H. // Tellus. 1954. 6, N 1. P. 31. [6] Macintyre F. // J. Geophys. Res. 1972. 77, N 27. P. 5211. [7] Борковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. Л., 1983. [8] Тоба Y. // J. Met. Soc. Japan. 1961. 40, N 1. P. 13. [9] Monahan E. C. // J. Geophys. Res. 1968. 73, N 4. P. 1127. [10] Шифрин К. С., Золотова Ж. К. // Изв. АН СССР, ФАО. 1966. 2, № 12. С. 1311. [11] Blanchard D. C., Syzdek L. D. // J. Geophys. Res. 1972. 77, N 27. P. 5087. [12] Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г. // ДАН СССР. 1980. 255, № 4. С. 829. [13] Manegold E. Schaum. Heidelberg, 1953. [14] Райзер В. Ю., Шарков Е. А. // Изв. АН СССР, ФАО. 1980. № 7. С. 722. [15] Abe T. // Rec. Oceanogr. Works Jap. 1957. 4, N 1. P. 1.

Поступила в редакцию  
11.07.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

УДК 532.526.4

### О СВЯЗИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПУЛЬСАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ОСРЕДНЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ПО ГЛУБИНЕ ПЛОСКОГО ПОТОКА

В. П. Петров, Ю. Л. Щевьев, А. С. Плахов

(кафедра физики моря и вод суши)

Исследовано распределение слагаемых уравнения баланса кинетической энергии турбулентности по глубине плоского потока. Измерения проводились в гидравлическом лотке прямоугольного сечения методом термогидрометра. Данные экспериментальных исследований обрабатывались на ЭВМ по статистическим программам, позволяющим рассчитать компоненты тензора напряжений Рейнольдса. На основании гипотезы о том, что во внешнем слое плоских потоков потеря импульса зависит от кинетической энергии турбулентности, получено приближенное равенство параметра Кармана и коэффициента взаимной корреляции между продольной и вертикальной составляющими скорости.

Данные многочисленных исследований пристеночных течений свидетельствуют о наличии зависимости между полем осредненной скорости и касательными напряжениями. Все попытки представить эту зависимость с помощью универсальной формулы, справедливой для всей толщи потока, окончились неудачей, что указывает на необходимость поиска новых выражений для описания связи между характеристиками осредненного и пульсационного движений с учетом закономерностей

их распределения в различных слоях турбулентных потоков. Такой подход был предпринят при моделировании турбулентного движения в ряде работ [1], где поле осредненных скоростей было представлено с помощью слагаемых уравнения баланса энергии пульсационного движения. Однако при этом подходе в исходных модельных соотношениях присутствуют параметры, не имеющие физической интерпретации. Для нахождения реальных соотношений между слагаемыми уравнения баланса энергии и осредненным полем скоростей необходимо исследовать распределение этих слагаемых в различных слоях течения и их связь с величинами средних скоростей. Изучение этих вопросов и является целью настоящей работы.

Таблица 1

Основные характеристики потоков

№	$u$ , м/с	$v_*$ , м/с	$H$ , м	$I$	$u$ , м/с
1	0,34	0,017	0,072	0,0004	0,35
2	0,22	0,013	0,041	0,0001	0,22
3	0,40	0,031	0,064	0,0016	0,49

Исследования проводились в гидравлическом лотке гидрофизической лаборатории МГУ размерами  $0,2 \times 7,0 \times 0,4$  м при различных характеристиках потоков (табл. 1). Устранение влияния граничных условий входа и выхода на структуру потока осуществлялось путем размещения створа измерений на расстоянии  $50H$  (где  $H$  — глубина) от входа в лоток. Средние скорости измерялись трубкой Пито в 15—20 точках, три компоненты пульсационной скорости регистрировались методом термогидрометра [2] с помощью двух датчиков, попеременно устанавливаемых в заданную точку. Один датчик регистрировал продольную и вертикальную составляющие скорости, другой — продольную и поперечную, что достигалось расположением держателей платиновой нити в различных плоскостях. Использовались измерительная схема и методы обработки исходных данных, представленные в работе [3]. Расстояние от входа в лоток до поперечного сечения с промерными вертикалями составляло 4,0 м, чем предусматривалось устранение влияния граничных условий входа и выхода на структуру потока.

Согласно данным измерений средних скоростей  $v$  во всех опытах в осевой области потока режим движения практически не отличался от плоскопараллельного. При этом в слое потока толщиной менее  $0,2H$ , где  $H$  — глубина потока, выполнялся логарифмический закон, в области  $(0,2—0,8)H$  — закон дефицита скорости. В толще потока, расположенной выше границы  $0,8H$ , отклонение экспериментальных точек от логарифмической кривой составляло 5—7%.

Логарифмическая кривая в области действия закона дефицита скорости описывалась уравнением

$$\frac{u_{\max} - \bar{u}(y)}{v_*} = -2,5 \ln \frac{y}{H} + 0,6, \quad (1)$$

где  $u_{\max}$ ,  $\bar{u}(y)$  — максимальная и средняя скорости на вертикали,  $v_*$  — локальная скорость трения,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $H$  — глубина потока,  $I$  — уклон дна лотка ( $v_* = \sqrt{gHI}$ ).

По измеренным значениям  $\overline{u'v'}$  и  $du/dy$  была вычислена скорость производства турбулентной энергии  $\overline{u'v'} du/dy$ . Второе слагаемое урав-

нения баланса энергии осредненного движения — диссипация пульсационной энергии  $\epsilon$  — определялось из соотношения

$$\epsilon = 0,002 \text{Re}_* v_*^3 / y, \quad (2)$$

где  $\text{Re}_* = v_* H / \nu$  — динамическое число Рейнольдса,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости.

Соотношение (2) выведено с привлечением опытных данных [4—6].

Рассчитав величины  $\epsilon$  и  $\overline{u'v'} du/dy$ , из уравнения баланса энергии турбулентности можно получить суммарную диффузию кинетической энергии  $\overline{q'^2 v'}$  и энергию давления  $\overline{p'v'}$ . На рисунке представлены составляющие баланса энергии.

Анализ кривых  $G(y)$ ,  $\epsilon'(y)$ ,  $D(y)$ , описывающих плоские турбулентные потоки, подтверждает существование универсальных зависимостей, впервые обнаруженных Шубауэром [7], в распределении по глубине нормированных составляющих баланса пульсационной энергии. Этот вывод позволяет использовать формулу (2) для расчета диссипации пульсационной энергии турбулентности, определение которой при помощи измерений значительно затруднено вследствие ограниченных возможностей современной аппаратуры.

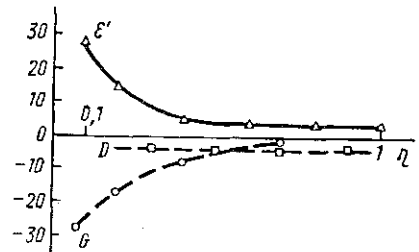
Проанализируем профиль осредненных скоростей с учетом полученных данных о распределении составляющих уравнения баланса энергии пульсационного движения. Общеизвестно, что наличие градиента скорости в пристеночном течении вблизи твердой границы связано с его трением о стенку. При относительных расстояниях от дна  $\eta = 0,10—0,15$ , где  $\eta = y/H$ , величина градиента скорости будет определяться кинетической энергией, переносимой конвективным движением и диффузией градиентного типа. Этот факт нашел отражение в том, что закон дефицита скорости выполняется в области  $0,3 < \eta < 0,8$ , где влиянием вязкости на распределение скоростей можно пренебречь. Предположим, что величина потери импульса, характеризующаяся безразмерным дефицитом скорости  $(u_{\max} - \bar{u}(y)) / v_*$ , должна быть функцией кинетической энергии турбулентности и диффузии:

$$\frac{u_{\max} - \bar{u}(y)}{v_*} = \frac{\overline{q'^2}}{v_*^2} + \frac{D}{v_*^3}. \quad (3)$$

Как следует из анализа данных, помещенных в табл. 2, выражение (3) оправдывается с высокой точностью для различных типов пристеночных течений, в том числе для потоков в гидродинамических лотках [8], в трубе [4], на гладкой пластине [6].

Из (3) следует вывод о том, что при постоянной диффузии, направленной поперек течения, будет выполняться равенство

$$-\frac{du}{dy} = -\frac{1}{v_*} \frac{d\overline{q'^2}}{dy}. \quad (4)$$



Распределение по глубине слагающих баланса кинетической энергии турбулентности: кружки — производство турбулентной энергии  $G = \overline{u'v'}(du/dy)H/v_*^3$ , треугольники — диссипация  $\epsilon' = \overline{\epsilon}/v_*^3$ , квадраты — диффузия  $D = (\overline{p'v'} + \overline{q'^2 v'})/v_*^3$

Значения кинетической энергии  $\overline{q'^2}/v_*^2$ , диффузии  $D/v_*^3$  дефицита скорости  $(u_{\max} - \bar{u}(y))/v_*$  по данным различных авторов

$\eta$	$\frac{u_{\max} - \bar{u}(y)}{v_*}$				$\frac{\overline{q'^2}}{v_*^2}$				$\frac{D}{v_*^3}$			
	находящаяся работа	[4]	[6]	[9]	находящаяся работа	[4]	[6]	[9]	находящаяся работа	[4]	[6]	[9]
0,2	4,9	4,6	6,0	4,3	5,3	5,9	6	7,2	-1,0	-1,5		-2,9
0,3	3,0	3,5	5,1	3,8	4,8	5,0	5,2	5,8	-1,8	-1,7		-2,0
0,4	2,2	2,6	3,9	3,2	3,7	4,1	4,3	4,3	-1,5	-1,4		-1,1
0,5	1,6	1,8	2,2	2,9	3,5	3,5	3,5	3,9	-1,9	-1,6		-1,0
0,6	1,1	1,6	1,8	3,2	2,9	2,6	2,8	2,8	-2,1	-1,8	-0,8	-1,0
0,7	0,6	0,7	1,1	1,4	2,9	2,5	1,8	2,4	-2,3	-1,9	-1,0	-1,0
0,8	0,1	0,3	0,4	0,2	2,7	2,1	1,1	1,2	-2,6	-1,9	-1,0	-1,0
0,9	0,0	0,0	0,0	0,0	2,7	1,9	0,6	1,0	-2,7	-2,0	-0,9	-1,0

Постоянная величина диффузии, по данным работ [7—9], в пристеночных течениях наблюдается во внешнем слое, где эпюры скорости, как правило, имеют незначительную кривизну. Это дает возможность перейти от дифференциальной формы представления уравнения (4) к уравнению в конечных разностях:

$$\frac{u_{\max} - \bar{u}(y)}{\Delta y} = \frac{1}{v_*} \frac{\overline{q'^2}_{\text{сур}} - \overline{q'^2}(y)|_{y=y_{\text{ав}}}}{\Delta y}, \quad (5)$$

где  $\overline{q'^2}(y)|_{y=y_{\text{ав}}}$  — значение кинетической энергии в точке приложения средней скорости на вертикали,  $\Delta y$  — расстояние между координатами приложения максимальной и средней скоростей.

При условии  $\overline{q'^2}_{\text{сур}} \ll \overline{q'^2}(y)|_{y=y_{\text{ав}}}$  и выполнении известного уравнения

$$\kappa = \text{Def}^{-1} = \frac{v_*}{u_{\max} - \bar{u}(y)} \quad (6)$$

приходим к равенству

$$\frac{v_*^2}{\kappa \Delta y} = - \frac{\overline{q'^2}(y)|_{y=y_{\text{ав}}}}{\Delta y}. \quad (7)$$

В работе [6] установлена связь между касательными напряжениями  $\overline{u'v'}$ , коэффициентом корреляции  $r_{uv}$  и удвоенным значением кинетической энергии турбулентности  $\kappa = 2\overline{q'^2}$ :

$$\frac{1}{3} \kappa r_{uv} = \overline{u'v'}. \quad (8)$$

Вспользуемся (8), заменив в формуле (7)  $\overline{q'^2}(y)$  на  $r_{uv}$  и  $\overline{u'v'}$ . После преобразований в (7) получим

$$\frac{2v_*^2}{\kappa} = - \frac{3\overline{u'v'}}{r_{uv}}. \quad (9)$$

В плоских потоках касательные напряжения изменяются по глубине по линейному закону:

$$\overline{u'v'} = -\sigma_*^2(1-\eta), \quad (10)$$

а координата средней скорости находится на расстоянии от дна, равном  $0,37 H$  [10].

Следовательно, значение  $\overline{u'v'}$  в точке приложения  $u(y)$  равно

$$\overline{u'v'} \approx -0,63\sigma_*^2, \quad (11)$$

что приведет к выполнению приближенного равенства

$$|\kappa| \approx |\tau_{uv}|. \quad (12)$$

В табл. 3 помещены значения  $\kappa$  и  $\tau_{uv}$ , полученные разными авторами в лотках прямоугольного сечения при движении потоков в режиме сопротивления в условиях гидравлически гладких стенок. Анализ

Таблица 3

Значения параметров потока в опытах различных авторов

Параметры потока	Настоящая работа		[8] Re = 2150	[14] Re = 14 000	[13] Re = 19 500	[15] Re = 21 000	[17] Re = 25 000	[13] Re = 35 000	[9] Re = 64 400
	опыт 1	опыт 2							
Ширина, см	20	20	2,5	34	27	15	20,8	27	10
H, см	7,2	4,1	0,65	10,3	6,3	8,3	5,1	8,8	2,1
$\tau_{uv}$	0,36	0,40	0,40	0,38	0,40	0,32	0,40	0,38	0,46
$\kappa$	0,36	0,40	0,40	0,38	0,40	0,32	0,40	0,38	0,46

данных, помещенных в этой таблице, свидетельствует о выполнимости (12) в диапазоне чисел  $Re=1400-64400$  вне зависимости от размеров коррелятивного слоя, что также подтверждается данными работ [11, 12].

Так, в опытах Сугрея [13], проводившего измерения в развивающихся погранслоях, размер области, где отмечалось равенство  $|\tau_{uv}| = |\kappa|$ , изменялся вдоль лотка на  $(0,1-0,2)H$ , в опытах Никитина [9] толщина слоя составляла  $0,3 H$ , Фидмана [14] —  $0,4 H$ . Следует отметить также, что Минский [15] и Фидман [14] проводили измерения в течениях с вторичными эффектами по всей толще потока.

Равенство (12) можно объяснить с помощью известного представления о связи между геометрическими размерами «структурообразующих» вихрей и линейными величинами гидравлических установок. Действительно, размеры этих вихрей определяют значения  $\tau_{uv}$ . С другой стороны, по данным работы [8] для плоских потоков в лотках прямоугольного сечения справедливо равенство

$$\kappa = R/H, \quad (13)$$

где  $R$  — полный гидравлический радиус.

Согласно [16]  $r_{\text{ли}}$  есть функция относительной величины  $L/H$ , где  $L$  — линейные размеры вихрей, соответствующие величине полного гидравлического радиуса. Следовательно, соотношение (12) справедливо в плоских потоках.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ротта Ю. Х. // Турбулентные сдвиговые течения. М., 1982. Т. 1. С. 279.  
[2] Петров В. П., Петрова М. А. // Тр. III Всесоюз. гидрологич. съезда. Л., 1969. Т. 5. С. 18. [3] Щевьев Ю. Л. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1980.  
[4] Laufèg J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow: NASA Rep. N 1174. 1954. [5] Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М., 1968. [6] Klebanoff P. S. // Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Notes. 1954. N 3178. P. 1124. [7] Шаубер Р. // Механика жидкости и газа. 1954. 25, № 2. С. 102. [8] Никитин И. К. Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области. Киев, 1982. [9] Щевьев Ю. Л., Петров В. П. Деп. ВИНТИ № 4270-81. М., 1981. [10] Гочаров В. Н. Основы динамики русловых потоков. Л., 1962. [11] Платонов В. А., Щевьев Ю. Л. // Сб. научн. трудов НПО «ВНИИФТРИ». М., 1990. С. 62. [12] Щевьев Ю. Л. Деп. ВИНТИ № 1691-В86. М., 1986. [13] Сугрей В. И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1986. [14] Фидман Б. А. // Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1950. 14, № 3. С. 26. [15] Минский Е. М. // Тр. ЦАГИ. 1947. № 625. С. 27. [16] Рейнольдс А. Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. М., 1979. [17] Клавен А. Б., Копалиани З. Д. // Тр. Гос. гидрологич. ин-та. 1973. № 212. С. 79.

Поступила в редакцию  
03.06.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

## АСТРОНОМИЯ

УДК 521.1

### ПОСТНЬЮТОНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В РТГ С УЧЕТОМ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ

А. А. Власов

*(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)*

Показано, как учет неинерциальности системы координат, испытывающей галактическое вращение, отражается на постньютоновской физике тел Солнечной системы.

В стандартном постньютоновском рассмотрении гравитационных эффектов в Солнечной системе предполагается, что используемая система координат, связанная с центром Солнца (гелиоцентрическая), является инерциальной. Другими словами, неинерциальными эффектами, вызванными движением Солнечной системы вместе с другими близлежащими звездами Местной системы вокруг центра Галактики, пренебрегают (см., напр., [1, 2]). Мы рассмотрим проблему неинерциальности, предполагая, что Солнечная система движется как целое по круговой орбите вокруг центра Галактики по закону Ньютона. Исходя из этого, мы рассчитаем поправки к постньютоновским траекториям планет (считая их в постньютоновском приближении точками) вокруг Солнца и вычислим соответствующие им наблюдательные проявления. Отметим, что замечания о необходимости учета неинерциальных эффектов при рассмотрении постньютоновского формализма в Солнечной системе высказывались давно (см., напр., работу [3] и цитируемую в ней литературу), однако конкретный расчет соответствующих эффек-