

ГИДРАВЛИКА

О. М. АЙВАЗЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОГО
ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПЛОСКИХ
РУСЛОВЫХ ПОТОКОВ*

Закономерности турбулентного перемешивания изучены для большого числа случаев практики. В частности, изучена так называемая свободная турбулентность, для которой оправдывается гипотеза Л. Прандтля о постоянстве длины пути перемешивания в поперечном сечении, т. е. ее независимости от координат y и z при наличии линейной связи

$$l = c \cdot x, \quad (1)$$

где l — длина пути перемешивания;

x — расстояние от точки зарождения свободной турбулентности (движение происходит вдоль оси x);

c — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом турбулентного перемешивания.

Согласно современным воззрениям [1, 2, 3], свободная турбулентность возникает лишь в следующих четырех случаях: 1) на границе свободного потока—в пограничном слое; 2) в свободной струе; 3) в спутном течении за движущимся телом; 4) в следе за обтекаемым неподвижным телом. Во всех случаях подразумевается движение в бесконечном пространстве той же жидкости, т. е. отсутствие или практически бесконечная отдаленность твердых стенок.

В работе автора [4] на основании экспериментальных данных было показано, что область, в которой проявляется свободная турбулентность в действительности значительно шире, чем перечисленные выше четыре случая и охватывает также русловые потоки. На основании анализа условий течения свободных струй и русловых потоков был сделан вывод, что возникновение свободной турбулентности обусловлено не размерами потока и не размерами пространства, в котором поток течет, а лишь наличием у потока *поверхности раздела*, то-есть наличием у него *жидкой границы*.

Вопросу возникновения поверхности раздела посвящена работа автора [4], где также рассмотрены форма поверхности раздела и ее положение в пространстве, занятом движущейся жидкостью.

* Доложено в ноябре 1957 г. в Москве на научной конференции МИИВХ, посвященной 40-летию Великой Октябрьской революции.

Возникновение поверхности раздела вызывает в русловом потоке качественные изменения и приводит к образованию зоны свободной турбулентности. Свойства этой зоны, названной пограничным слоем, изложены в работе [4].

В связи с этим становится актуальным исследование коэффициента турбулентного перемешивания „с“ в руслах.

Экспериментальная константа свободной турбулентности „с“ в настоящее время изучена только для свободных воздушных струй и в основном для струи круглого сечения. Для русловых потоков ее изучением не занимались, и это было естественно, так как вопрос о свободной турбулентности в русловых потоках не ставился вообще. Наиболее полные сведения о коэффициенте „с“ для свободных воздушных струй приведены в работе Г. Н. Абрамовича [1].

Коэффициент „с“ не зависит от числа Рейнольдса в очень широком диапазоне $R_e = 20.000 \div 4000.000$, но его значения изменяются в зависимости от начальных условий.

Для пограничного слоя начального участка круглой свободной струи естественной турбулизации

$$c = 0,0191.$$

Для плоскопараллельной струи (начальное сечение в форме очень вытянутого прямоугольника) в условиях естественной турбулизации

$$c = 0,0191 \div 0,0295.$$

Методика определения вышеприведенных значений „с“ состояла в нахождении этих значений из теоретического уравнения распределения скоростей, после подстановки в него опытных значений скоростей u_x и координат точек.

В излагаемом исследовании, выполненном в гидравлической лаборатории МИИВХ, нашей задачей было получение данных о числовых значениях коэффициента c для пограничного слоя плоских русловых потоков.

Не имея теории распределения скоростей для рассматриваемого случая, автор не мог для исследования c использовать методику, примененную к свободным струям и поэтому разработал способ, позволивший решить эту задачу опытным путем. Этот способ заключается в том, что вначале определяется касательное напряжение в известной точке пограничного слоя потока, а затем совершается переход от касательного напряжения к коэффициенту турбулентного перемешивания. Для определения касательного напряжения был избран следующий путь.

Потери гидродинамического напора h_τ , вызванную касательными напряжениями на поверхности раздела, можно выразить следующим образом

$$h_\tau \gamma Q = \int_S \tau dS u, \quad (2)$$

где τ , dS и u соответственно означают касательное напряжение, элементарную площадку и скорость на поверхности раздела.

При плоской поверхности раздела она обретет свойства луча проведенного внутри пограничного слоя из его начала, т. е. будет местом равных скоростей $u_x = \text{const}$ и равных касательных напряжений $\tau = \text{const}$ [4]. Кроме того в этом случае, ввиду малости угла $\alpha_3 \cong 1^\circ$ (рис. 1), скорость на поверхности раздела — u_0 практически равнялась бы составляющей u_x . Для такой поверхности раздела уравнение (2) принимает вид

$$h \cdot \tau Q = S_0 \tau_0 u_0, \quad (3)$$

а касательное напряжение, одинаковое для всех точек поверхности раздела, можно определить из выражения

$$\tau_0 = \frac{h \cdot \tau Q}{S_0 u_0}, \quad (4)$$

где h — потеря гидродинамического напора, вызванная касательными напряжениями на поверхности раздела;

S_0 — площадь поверхности раздела;

u_0 — скорость на поверхности раздела.

Случаи движения с возникновением плоской поверхности раздела описаны в работе [4].

Если на экспериментальной установке воссоздать один из этих случаев движения, то будем иметь дело с наперед известным распределением напряжений, позволяющим пользоваться выражением (4) для определения касательного напряжения в произвольной точке, лежащей на поверхности раздела. Для этой цели был избран случай движения плоского потока через донную траншею прямоугольной формы при соотношении ширины траншеи к его глубине $\frac{\delta}{p} \cong 3$ (рис. 1).

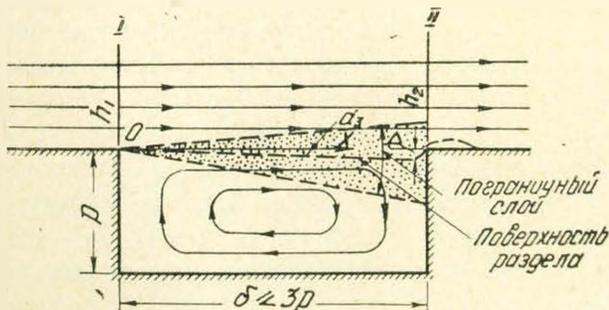


Рис. 1.

Опытная установка представляла собой горизонтальный стеклянный лоток шириной $b = 24,5$ см с установленными в нем на расстоянии $\delta \leq 3p$ прямоугольными порогами. При продвижении потока через донное углубление возникало заданное движение.

В рассматриваемом случае потери гидродинамического напора можно получить из уравнения

$$h = h_{\tau} + h_{шер} + h_{сж}, \quad (5)$$

где h_{τ} — потеря, вызванная касательными напряжениями на поверхности раздела;

$h_{шер}$ — потеря, вызванная шероховатостью стеклянных бортов лотка на участке углубления;

$h_{сж}$ — потеря, вызванная внезапным сжатием, при огибании расширившимся транзитным потоком низового порога.

Ориентировочные расчеты показали, что $h_{шер}$, в условиях наших опытов, пренебрежимо мала по сравнению с суммой остальных компонентов потерь и поэтому можно воспользоваться равенством

$$h \cong h_{\tau} + h_{сж}. \quad (6)$$

Однако, при движении по выбранной схеме (рис. 1) нетрудно создать такие условия, когда можно пренебрегать не только сопротивлением шероховатости боковых стенок, но и сопротивлением внезапного сжатия. В рассматриваемом случае расширение транзитного потока, как это было выяснено в [4], происходит весьма медленно — под углом $\alpha_2 \cong 1^\circ$ к свободной поверхности. При таком медленном расширении нетрудно величину δ подобрать так, чтобы потеря на сжатие практически также отсутствовала.

На опытной установке создавалось именно такое движение, практически удовлетворяющее равенству

$$h \cong h_{\tau}. \quad (7)$$

Потеря гидродинамического напора определялась по уравнению Бернулли

$$h = \left(z_1 + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} \right) \quad (8)$$

с обязательным учетом коэффициентов кинетической энергии α_1 и α_2 . Расчетными сечениями, между которыми произошла потеря h , являлись сечение I с $x=0$ и сечение II с $x=\delta$. Применение уравнения Бернулли в форме (8) вполне допустимо, так как транзитный поток на участках расчетных сечений являлся плавноизменяющимся. После определения $h \cong h_{\tau}$ оставалось измерить скорость u_0 на поверхности раздела и вычислить площадь последней, чтобы затем перейти к вычислению касательного напряжения по зависимости (4). Положение прямолинейной поверхности раздела легко устанавливалось на основании известного из [4] значения угла α_2 (рис. 1), а постоянство u_0 позволяло для ее измерения выбрать произвольную точку поверхности раздела.

Касательное напряжение τ_0 , определяемое по (4), вообще говоря, образовано суммой турбулентной и молекулярной составляющих:

$$\tau_0 = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)_0^2 \pm \mu \left(\frac{du}{dy} \right)_0 \quad (9)$$

В пограничном слое—зоне чрезвычайно интенсивных турбулентных явлений—второй член уравнения (9) пренебрежимо мал по сравнению с первым его членом, выражающим касательные напряжения турбулентности и об этом наглядно говорят опытные данные, приведенные в 9, 11 и 12 столбцах таблицы 2.

Для перехода от опытных касательных напряжений к коэффициенту турбулентного перемешивания c была принята формула Прандтля

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (10)$$

которая при известном законе турбулентного перемешивания (1) может быть записана в следующем виде

$$\tau = \rho c^2 x^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (11)$$

откуда в свою очередь следует, что

$$c = \frac{1}{x} \frac{du}{dy} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (12)$$

Для пользования выражением (12) необходимо, чтобы касательное напряжение τ было определено в точке, находящейся в зоне свободной турбулентности и чтобы оно было бы именно турбулентным касательным напряжением. Как было отмечено выше, эти условия удовлетворялись.

Градиент скорости $\frac{du}{dy}$, входящий в (12) определялся графически с помощью замеренных эпюр скоростей.

В таблицах 1 и 2 приведены те исходные данные, на основании которых получен коэффициент c .

Таблица 1

Q л/с	h_1 см	α_1	v_1 см/сек	$h_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g}$ см	h_2 см	α_2	v_2 см/сек	$h_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}$ см	$h \cong h_2$ см	h в % от H_1
9,46	2,94	1,0	131,2	11,72	3,19	1,050	121,0	11,06	0,66	5,63
8,50	3,16	1,0	109,8	9,32	3,41	1,035	101,7	8,87	0,45	4,83
9,30	2,37	1,021	160,0	15,54	2,59	1,046	146,3	14,01	1,53	9,38
6,70	1,79	1,0	153,0	13,74	1,92	1,034	142,0	12,55	1,19	8,62
22,25	5,76	1,02	159,0	19,06	6,07	1,069	151,5	18,57	0,49	2,57
26,00	5,82	1,00	182,3	22,82	6,09	1,043	174,5	22,29	0,53	2,33
20,10	4,50	1,00	182,0	21,38	5,19	1,040	158,0	19,71	1,67	7,82

Основной результат исследований—семь опытных значений коэффициента турбулентного перемешивания c , приведены в последнем

Таблица 2

δ ∂_M	$\frac{\delta}{D}$	$S_0 = \delta \times b$ ∂_M^2	x ∂_M	$t^\circ C$	$10^{-4} \frac{\kappa z \cdot c \rho \kappa}{\mu}$ M^2	u_0 $\partial_M / c \rho \kappa$	$\left(\frac{du}{dy}\right)_0$	$\mu \left(\frac{du}{dy}\right)_0$ $\kappa z / M^2$	$\tau_0 = \frac{h \pi \cdot \gamma Q}{S_0 u_0}$ $\kappa z / M^2$	$\rho l^2 \left(\frac{du}{dy}\right)_0^2 = \tau_0 - \mu \left(\frac{du}{dy}\right)_0$ $\kappa z / M^2$	$\frac{\tau}{\rho l^2} \left(\frac{du}{dy}\right)_0^2$	c
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
2,34	1,13	5,73	1,17	9,4	1,36	8,50	44,2	0,006	1,34	1,336	0,0045	0,0221
2,34	1,13	5,73	1,17	9,75	1,34	6,80	36,7	0,005	0,98	0,975	0,0051	0,0228
2,34	1,13	5,73	1,17	9,75	1,34	10,00	55,0	0,007	2,47	2,463	0,0028	0,0242
2,34	1,13	5,73	1,17	9,75	1,34	9,70	50,4	0,007	1,43	1,423	0,0049	0,0202
20,5	1,0	5,03	1,025	11,0	1,29	10,00	62,0	0,008	2,17	2,162	0,0037	0,0230
20,5	1,32	5,03	1,025	12,0	1,26	11,00	70,5	0,009	2,49	2,481	0,0036	0,0216
30,0	1,46	7,36	1,50	13,0	1,23	11,20	49,2	0,006	2,68	2,674	0,0022	0,0220

столбце таблицы 2. Эти значения c соответствуют семи разным опытам, характеризующимся следующими диапазонами изменения чисел Рейнольдса и Фруда в начальном сечении:

$$Re_1 = 18.080 \div 57.900 \text{ и } Fr_1 = 2.87 \div 13.31.$$

Экспериментальные значения коэффициента турбулентного перемешивания расположились в интервале

$$c = 0,0202 \div 0,0242.$$

Примечательным является то обстоятельство, что полученные значения c оказались в интервале

$$c = 0,0191 \div 0,0295,$$

в котором, как уже было отмечено, находятся значения коэффициента турбулентного перемешивания для плоскопараллельных свободных воздушных струй.

Количественные данные о коэффициенте c в русловых потоках, косвенным путем, подтверждают справедливость выводов изложенных в работе [4]. В первую очередь это относится к рассмотрению пограничного слоя плоских русловых потоков, как зоны свободной турбулентности и к рассмотрению поверхности раздела, как фактора, вызывающего свободную турбулентность.

Московский институт инженеров водного хозяйства
имени Вильямса

Поступило 5 X 58

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

ՏՈՒՐՐՈՒԼԵՆՏԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՀՈՒՆԱՅԻՆ ՀՅՐԹ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ՇԵՐՏՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Տուրբուլենտ փոխանակության օրինաչափությունները ազատ տուրբուլենտության դեպքում հանգում են ընդլայնական կտրվածքում փոխանակության ճանապարհի երկարության (l) հաստատությանը (Պրանգտլի հիպոթեզը) և (1) գծալին կապին, ընդ որում „ C “-ն տուրբուլենտ փոխանակության գործակիցն է:

[1] աշխատությունում նշված, ջրատարելում ազատ տուրբուլենտության ծագման բազմաթիվ դեպքերը ակտուալ են դարձնում „ C “ գործակիցի հետազոտումը վերջիններիս համար:

Հետազոտման մեթոդի հիմնական նախադրյալն էր այնպիսի շարժում ստեղծել, որ ծագող տրոհման մակերևույթը լինի հարթ, իսկ ուսումնասիրվող հատվածում տեղի ունեցող էներգիայի կորուստները գործնականորեն արտահայտվեն միայն տրոհման մակերևույթի վրա տեղի ունեցող կորուստներով:

„ C “ գործակիցի որոշման համար կիրառվել է (12) արտահայտությունը,

ըստ որում տրոհման մակերեկությունի վրա գործող „ τ “ շոշափող լարվածութիւնը որոշվել է փորձնական տվյալների հիման վրա ըստ (4), ի նկատի ունենալով սահմանային շերտի հատկութիւնները:

Վերոհիշյալ ճանապարհով ստացված „ C “-ի արժեքների միջին թվաբանականը կազմում է $C=0,022$:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г. Н.*, Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. М., 1948.
2. *Лойцянский Л. Г.*, Аэродинамика пограничного слоя. М., 1956.
3. *Шлихтинг Г.*, Теория пограничного слоя. М., 1956.
4. *Այվազյան Օ. Մ.*, Свойства турбулентных русловых потоков на участках отрывного течения. „Известия АН Армянской ССР“ (серия технических наук), т. X, в. 2, 1957.