

Наука, 1986. – С. 70–81.

2. Манукьян Д. А., Пашковский И. С. Решение обратных гидрогеологических задач с помощью интегральных преобразований / Вопросы оценки взаимосвязи поверхности и подземных вод и качества воды: сб. науч. статей. – М.: МГУ, 1972. – С. 242–247.

3. Манукьян Д. А. Теория и методы решения обратных задач геофильтрации. – М.: ФГОУ ВПО МГУП, 2007. – 186 с.

4. Тихонов А. Н. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации // Доклады Академии наук СССР. – 1963. – № 3. – Т. 151. – С. 49–52.

5. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Метод решения некорректных задач. – М.: Наука, 1986. – 288 с.

Материал поступил в редакцию 26.01.11.

Манукьян Давид Ашикович, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Геология и гидроэкология»

Тел. 8 (499) 976-22-27

УДК 502/504:532.543

Н. В. КОСИЧЕНКО

Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Донской государственный аграрный университет»

О ЛЕПЕСТКЕ СВОБОДНОГО РАСТЕКАНИЯ БУРНОГО ПОТОКА В ШИРОКОЕ УКРЕПЛЕННОЕ РУСЛО

Дан анализ результатам экспериментальных и аналитических исследований лепестка свободно растекающегося бурного потока стационарного потока за водопрпускными трубами прямоугольного сечения. Выявлено, что на расстоянии от выходной кромки трубы до сечения предельного расширения поток имеет три характерных участка, при этом установлен характер изменения глубин и скоростей на этих участках.

Лепесток растекания, бурный поток, прямоугольная труба, параметры потока.

In this paper we analyze the results of experimental and analytical researches of the petal of the freely spreading turbulent flow of the steady flow behind the culverts of rectangular cross section. It was revealed that the distance from the exit edge of the pipe to the cross section of the maximum expansion the flow has three characteristic parts, the character of depth changes and velocities was determined at these parts.

Spreading petal, turbulent flow, rectangular pipe, flow parameters.

В гидравлике изучение явления начинается с экспериментов и выявления его основных свойств. Объект изучения – водный поток, вытекающий в широкое русло. Результаты экспериментов показывают, что стационарный высокоскоростной водный поток (число Фруда $F > 1$) при его свободном растекании за безнапорным отверстием без подтопления со стороны нижнего бьефа сооружения происходит по типу лепестка (рис. 1).

В своих исследованиях И. А. Шеренков доказал, что при безнапорном вытекании потока из прямоугольной трубы эпюра скоростей близка к равномерной как по ширине трубы, так и на вертикалях [1]. Б. Т. Емцев показал, что влиянием вязкости в водных бурных потоках можно пренебречь [2]. В трудах Д. В. Штеренлихта отмечено, что если трение потока о дно мало, то в окрестности выхода потока из трубы при естественном

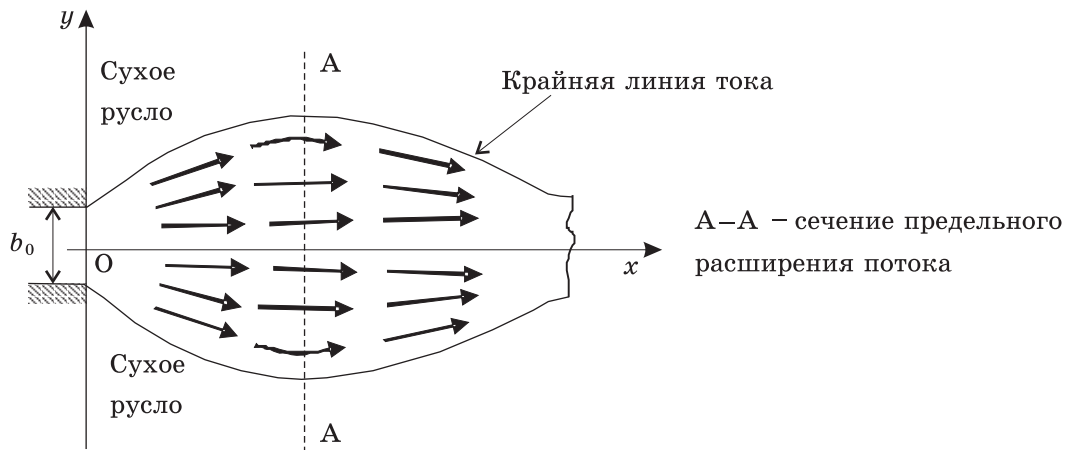


Рис. 1. Характерный лепесток свободного растекания бурного потока

формировании потока (с заранее неизвестными границами) течение потока можно считать потенциальным [3]. В таком случае, как это полагалось авторами в работах [2, 4], для исследования поведения потока можно пользоваться системой двумерных в плане уравнений движения потока, введенной впервые Н. Н. Бернадским. Полагая дно горизонтальным и гладким, систему уравнений движения потока можно записать при принятых допущениях в следующем виде:

$$\begin{cases} U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial x} = 0; \\ U_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial (U_x h)}{\partial x} + \frac{\partial (U_y h)}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial U_x}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial x} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где U_x, U_y – компоненты вектора скорости, усредненные по глубине потока; h – местная глубина потока; g – ускорение силы тяжести.

Первое и второе уравнения системы (1) – это уравнения движения планового потока. Третье уравнение – уравнение неразрывности. Четвертое уравнение – условие потенциального (безвихревого) движения потока.

Эта система уравнений преобразуется:

$$\begin{cases} \frac{U^2}{2g} + h = H_0; \\ \frac{\partial (Uh \cos \theta)}{\partial x} + \frac{\partial (Uh \sin \theta)}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial (U \cos \theta)}{\partial y} = \frac{\partial (U \sin \theta)}{\partial x}, \end{cases} \quad (2)$$

где U – модуль скорости жидких частиц на вертикали к плану течения потока; h – местная глубина потока; θ – угол, характеризующий направление вектора скорости.

Система трех уравнений движения потока (2) является замкнутой системой уравнений относительно неизвестных функций:

$$U = U(x, y); h = h(x, y); \theta = \theta(x, y). \quad (3)$$

Первое уравнение – известный интеграл Бернулли для плановых потенциальных потоков. Причем H_0 – постоянная для всей области течения потока, определяемая параметрами потока в какой-либо точке (обычно на выходе потока из трубы $h_0, U_0, \theta_0 = 0$). Второе и третье уравнения – это дифференциальные уравнения в частных производных. Покажем, что системой уравнений (2) можно пользоваться в некоторой окрестности выхода потока из трубы, пока действие сил сопротивления потоку мало. Однако лучше поведение потока рассмотреть на поведении параметров потока вдоль элементарной струйки. Выделим двумя поверхностями тока в потоке элементарную струйку переменной шириной b . Расход этой струйки:

$$Uhb = \Delta Q = \text{const}. \quad (4)$$

Беря логарифмическую производную этого выражения, получаем:

$$\frac{dh}{h} + \frac{dU}{U} + \frac{db}{b} = 0. \quad (5)$$

Из уравнения Бернулли следует, что

$$dh + \frac{UdU}{g} = 0.$$

Исключая из этих соотношений глубину h или скорость U , получим:

$$\begin{cases} \frac{db}{b} = (F - 1) \frac{dU}{U}; \\ \frac{dU}{U} = \frac{1}{F - 1} \cdot \frac{db}{b}; \\ \frac{dh}{h} = -\frac{F}{F - 1} \cdot \frac{db}{b}. \end{cases} \quad (6)$$

Система (6) характеризует растекание потока без учета сил сопротивления. В этом случае справедлив интеграл Бернулли:

$$h + \frac{U^2}{2g} = H_0.$$

Рассмотрим геометрию области растекания потока без учета сил сопротивления. В этом случае область растекания потока будет отлична от лепестка растекания. Характер растекания потока без учета сил сопротивления будет таким же, как для струйки.

Поток будет растекаться по схеме на рис. 2.

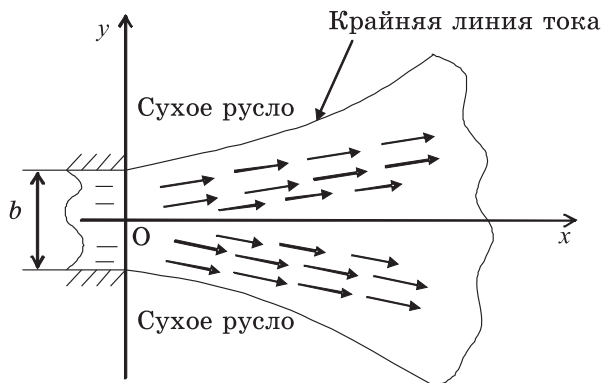


Рис. 2. План растекания потока за безнапорным отверстием без учета сил сопротивления потоку

Это подтверждается системой уравнений (6), где $F > 1$ – поток бурный. Из интеграла Бернулли видно, что при стремлении глубины к нулю ($h \rightarrow 0$) скорость

$$U \rightarrow U_{\max} = \sqrt{2gH_0}. \quad (7)$$

Из первого уравнения системы (6) следует, что $db > 0$ и поток расширяется.

Рассмотрим далее элементарную струйку с учетом сил сопротивления потоку. В этом случае, как показано в [2], система уравнений, аналогичная системе (6), будет следующей:

$$\begin{cases} \frac{db}{b} = (F - 1) \frac{dU}{U} + \frac{\lambda F}{2h} dS; \\ \frac{dU}{U} = \frac{1}{F - 1} \left[\frac{db}{b} - \frac{\lambda F}{2h} dS \right]; \\ \frac{dh}{h} = -\frac{F}{F - 1} \cdot \frac{db}{b} + \frac{F}{F - 1} \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{dS}{h}, \end{cases} \quad (8)$$

где dS – элементарный отрезок вдоль линии тока; $\frac{dH}{dS} = -\frac{1}{2} \lambda F$ – уравнение падения гидрав-

лического напора ($H = \frac{U^2}{2g} + h$; λ – коэффициент гидравлического трения потока о русло).

Выделим далее характерные участки растекания потока в лепестке растекания (см. рис. 1).

Первый участок. Силы сопротивления потоку малы, т.е. слагаемое $\frac{\lambda F}{2h} dS$ мало, мало тогда и отличие системы (8) от системы (6). При этом из экспериментов известно, что на этапе течения потока от кромки отверстия (трубы, малого моста) до сечения предельного расширения потока А–А $db > 0$ (ширина потока возрастает). Поэтому, как следует из второго уравнения системы (8), при

$$\frac{db}{b} - \frac{\lambda F}{2h} dS > 0 \quad (9)$$

скорости потока будут возрастать, выражение $\frac{dU}{U}$ будет положительным. Глубины при этом

будут уменьшаться, так как при одних и

тех же значениях $\frac{db}{b}$ в уравнениях системы (8) выражение $\frac{db}{b} - \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{dS}{h}$ будет так

же, как и (9), положительным, потому что $F > 1$. Следовательно, в лепестке растекания можно выделить первый участок, при котором скорости возрастают, глубины уменьшаются. Очевидно, на этом первом участке характер растекания потока по поведению его параметров будет совпадать с характером его растекания на рис. 2. Конечно, как видно из системы уравнений (8), скорости в лепестке растекания на первом участке будут увеличиваться несколько менее интенсивно, чем в модели на рис. 2, а глубины будут уменьшаться менее интенсивно. Однако

в целом характер растекания потока на первом участке в лепестке будет совпадать с его характером растекания в модели на рис. 2. Этот факт является обоснованием возможности получения упрощенного и даже аналитического решения в задаче определения параметров потока в окрестности его выхода из трубы (как раз там, где и выполняется крепление отводящего русла). Заметим, что параметр Фруда $F = \frac{U^2}{gh}$ на выделенном участке также будет возрастать.

Второй участок. Вследствие того, что глубины потока уменьшаются, а скорости возрастают, силы сопротивления потоку возрастают вниз по течению потока. В конце первого участка выполняется условие:

$$\frac{db}{b} = \frac{\lambda F}{2h} dS, \quad (10)$$

а на втором участке условие (9) меняет знак, т.е.

$$\frac{db}{b} - \frac{\lambda F}{2h} dS < 0. \quad (11)$$

При этом

$$\frac{db}{b} - \frac{\lambda dS}{2h} > 0. \quad (12)$$

Условие (12) не будет выполняться для потока на третьем участке, так как $F > 1$. Следовательно, на втором участке потока будут уменьшаться скорости и глубины совместно.

Конец второго участка будет характеризоваться выполнением условия:

$$\frac{db}{b} = \frac{\lambda dS}{2h}. \quad (13)$$

Третий участок. Выполняются условия:

$$\frac{db}{b} - \frac{\lambda dS}{2h} < 0; \quad \frac{db}{b} - \frac{\lambda F}{2h} dS < 0. \quad (14)$$

Скорости сокращаются, глубины возрастают, F уменьшается.

Конец третьего участка характеризуется условием $db = 0$, т.е. поток доходит до сечения предельного расширения потока (ширина потока в этом сечении максимальная).

Из первого уравнения системы (8) следует, что при $db = 0$, $dU < 0$ параметр кинетичности потока F должен быть больше единицы. Это значит, что переход потока из бурного состояния в спокойное

в лепестке растекания происходит за третьим участком вниз по течению потока, а в сечении А-А $F > 1$. Поэтому графики изменения параметров потока на участках I, II, III будут следующими (рис. 3).

Условие максимальности числа F имеет вид:

$$dF = 0; \quad dF = \frac{2UdU \cdot h - U^2 dh}{U^2} = 0 \quad (15)$$

или

$$2hdU - Udh = 0. \quad (16)$$

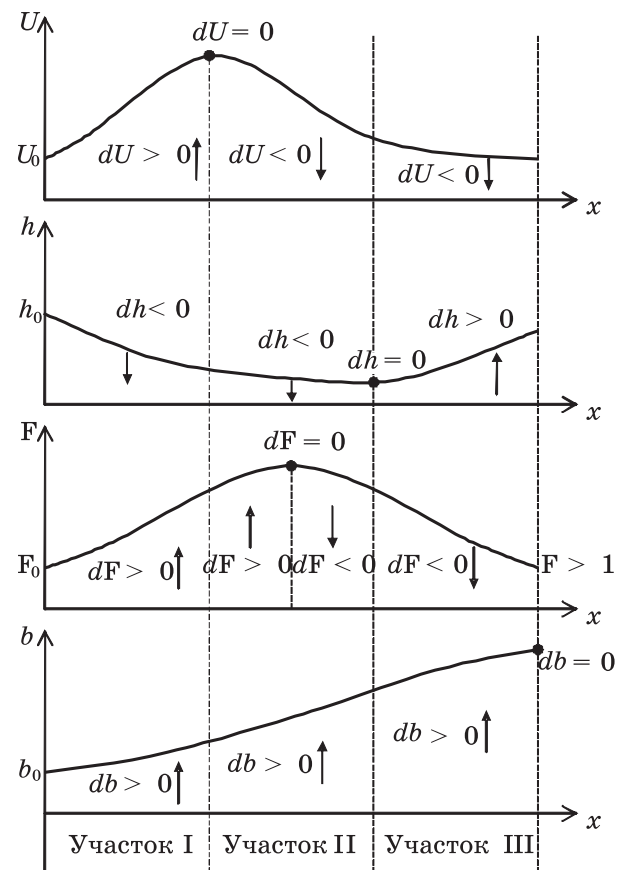


Рис. 3. Графики характера изменения параметров потока в лепестке растекания на участках I, II, III

Выводы

Аналитические исследования показали, а экспериментальные исследования подтвердили, что в лепестке растекания потока от кромки трубы до сечения предельного расширения потока можно выделить три основные зоны (участка) растекания потока. Характер изменения параметров потока U, h, F, b показан на рис. 3.

В лепестке растекания потока существует участок растекания потока I, в котором силы сопротивления потоку со

стороны дна отводящего русла малы и поэтому скорости бурного потока, входя в расширение, увеличиваются, а глубины уменьшаются. Для изучения растекания потока на участке I можно пользоваться схемой, приведенной на рис. 2.

В сечении предельного расширения потока $A-A F > 1$. Этот факт может использоваться далее при разработке методов расчета характеристик лепестка растекания потока. Участки растекания потока за сечением $A-A$ в настоящей работе не рассматриваются, так как основной целью работы было доказательство существования в лепестке растекания участка I и обоснование возможности пользования моделью потока на рис. 2 для изучения участка I реального потока в лепестке растекания.

1. **Шеренков И. А.** О плановой задаче растекания струи бурного потока несжимаемой жидкости // Известия АН СССР. ОТН. – 1958. – № 1. – С. 72–78.

2. **Емцев Б. Т.** Двухмерные бурные потоки. – М.: Энергия, 1967. – 212 с.

3. **Штеренлихт Д. В.** Гидравлика. – Изд. 3-е, перераб. – М.: Колос, 2005. – 656 с.

4. Справочник по гидравлике / Под ред. В. А. Большакова. – 2-е изд., перераб. и доп. – Киев: Высшая школа, 1984. – 343 с.

Материал поступил в редакцию 24.03.11.

Косиченко Наталья Викторовна, ассистент кафедры «Механика и гидравлика»

Тел. 8 (86352) 3-55-21; 8-918-551-67-22

E-mail: nikbk@inbox.ru

УДК 502/504:532.5

А. Ш. МАМЕДОВ

Научно-исследовательский и проектный институт «Суканал», Азербайджанская Республика

О РАСЧЕТЕ КОЭФФИЦИЕНТА ШЕЗИ РЕЧНОГО ПОТОКА

Приведены результаты анализа расчета коэффициента Шези, проведенного рядом исследователей. На основе многочисленных натурных данных получена формула для параметра профиля скорости K от шероховатости русла. Выведена новая зависимость для коэффициента Шези. Полученные формулы апробированы на многочисленных натурных данных для различных каналов.

Коэффициент Шези, коэффициент шероховатости, гидравлический радиус, формула Маннинга обобщенная, формула, параметры профилей скорости, глубина потока.

There are given results of the analysis of the Chezy factor calculation carried out by a number of researches. On the basis of numerous natural data there is deduced a formula for the velocity profile parameter K from channel roughness. A new dependence is derived for the Chezy factor. The obtained formulas are tested on numerous natural data for different channels.

Chezy friction factor, hydraulic radius, Manning equation, generalized formula, velocity profiles parameters, flow depth.

Правильная оценка гидравлических потерь по длине при равномерном движении потока в руслах каналов в значительной степени влияет на точность всего расчета, однако в настоящее время оста-

ется нерешенной задача расчета крупных каналов в деформируемых руслах [1–5].

Подробные анализы существующих формул, их классификации и результаты сопоставлений рассматриваются в ряде