

ГИДРАВЛИКА

А. М. ЛЕВИН

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ПРЫЖОК И ОТРЫВ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

(Представлено академиком А. И. Некрасовым 17 III 1954)

Поверхностный валец и растекающаяся струя в гидравлическом прыжке аналогичны по своей структуре угловым водоворотным зонам и транзитной струе при внезапном расширении спокойного потока. Причины возникновения обратных течений и вальцев в обоих случаях одинаковы. В обоих случаях движение основного потока происходит при возрастании потенциальной энергии и обратные течения возникают, если в потоке находятся частицы жидкости, кинетической энергии которых недостаточно для преодоления градиента потенциальной энергии. Эти частицы останавливаются и начинают двигаться в обратном направлении.

При равномерном распределении по сечению давлений градиент давления одинаков для всех струек потока. В этом случае в обратное течение вовлекаются частицы, обладающие наименьшей кинетической энергией, т. е. частицы, движение которых заторможено трением о стенку. Обратное течение возникает у твердой стенки, и мы имеем дело с отрывом пограничного слоя.

В гидравлическом прыжке растекающаяся зона потока характеризуется большими углами растекания и значительной кривизной линий тока. Распределение давлений по глубине отличается от гидростатического. Поэтому и возрастание потенциальной энергии от сечения к сечению различно для струек, находящихся на различной глубине. Наиболее неблагоприятные условия для поступательного движения частиц (наибольший градиент потенциальной энергии) создаются для частиц, протекающих у свободной поверхности. В этом случае в обратное течение вовлекаются не наиболее медленные частицы потока, а частицы, движущиеся в направлении наибольшего градиента потенциальной энергии. Этим и объясняется своеобразная аномалия гидравлического прыжка с точки зрения теории пограничного слоя — отрыв и обратное течение части потока не у твердой стенки, а у свободной поверхности потока.

Попробуем установить некоторые общие зависимости, позволяющие определить возможность возникновения обратных течений для потоков в открытых руслах. При этом будем иметь в виду, что, хотя эти зависимости и выведены только для случая плавно изменяющегося движения, но ими можно воспользоваться для качественного рассмотрения и некоторых случаев неплавно изменяющегося движения аналогично тому, как используется в некоторых случаях уравнение неравномерного плавно изменяющегося движения потока в открытых руслах.

Применим для рассмотрения вопроса методы теории пограничного слоя. Нетрудно показать ⁽¹⁾, что общие уравнения движения жидкости в плоском пограничном слое, широко известные в гидромеханике, почти полностью сохраняют свой вид и для потоков со свобод-

ной поверхностью. В последнем случае они отличаются лишь тем, что вместо градиента давления dp/dx в них входит градиент потенциальной энергии вдоль потока $\gamma dz/dx$, определяющий уклон свободной поверхности в данном живом сечении.

При исследовании законов течения жидкости в плоском турбулентном пограничном слое при наличии продольного перепада давлений пользуются обычно так называемым параметром формы — величиной, определяющей профили распределения касательных напряжений и скоростей. По К. К. Федяевскому⁽²⁾, этот параметр формы берется в виде безразмерного градиента давления

$$A_1 = \frac{dp}{dx} \frac{l}{\tau_0}, \quad (1)$$

где dp/dx — градиент давления вдоль потока; l — характерный линейный размер; τ_0 — касательное напряжение у стенки.

Положим для определенности, что касательное напряжение соответствует закону одной седьмой и выражается при помощи обобщенного степенного закона сопротивления Блазиуса

$$\tau_0 = \zeta(A_1) \rho v_0^2 \left(\frac{v_0 l}{\nu} \right)^{-1/4}, \quad (2)$$

где вместо постоянного коэффициента 0,0225 берется переменный коэффициент $\zeta(A_1)$, зависящий от параметра A_1 ; v_0 — скорость на границе слоя; ρ — плотность жидкости и ν — коэффициент ее кинематической вязкости.

Объединив A_1 и $\zeta(A_1)$ в одном параметре, получим новый параметр формы, более удобный для использования:

$$\Gamma = A_1 \zeta(A_1) = \frac{dp}{dx} \frac{l}{\rho v_0^2} \left(\frac{v_0 l}{\nu} \right)^{1/4}. \quad (3)$$

Возникновение отрыва и обратных течений характеризуется некоторым определенным критическим значением этого параметра $\Gamma = \Gamma_{\text{отр}}$. Все величины, входящие в выражение (3), положительны, за исключением градиента давления dp/dx , который может быть как положительным, так и отрицательным. Так как обратные течения могут возникнуть только при движении против нарастающего давления ($dp/dx > 0$), то $\Gamma_{\text{отр}} > 0$.

Для потоков со свободной поверхностью параметр формы следует записать, в соответствии с вышеизложенным, в форме

$$\Gamma = \frac{\gamma}{\rho v_0^2} \frac{dz}{dx} \frac{l}{\nu} \left(\frac{v_0 l}{\nu} \right)^{1/4} \quad (4)$$

или

$$\Gamma = \frac{g}{v_0^2} \frac{dz}{dx} \frac{l}{\nu} \sqrt[4]{\text{Re}}, \quad (4a)$$

где g — ускорение силы тяжести; dz/dx — уклон свободной поверхности; Re — число Рейнольдса.

В более общем случае, при законе сопротивления, соответствующем степени с показателем $1/n$, выражение для параметра Γ примет вид

$$\Gamma = \frac{g}{v_0^2} \frac{dz}{dx} \frac{l}{\nu} \sqrt[n+1]{\text{Re}}. \quad (5)$$

Методы теории пограничного слоя можно применять не только для внешней, но и для внутренней задачи. При изучении потоков в открытых руслах и гидротехнических сооружениях мы почти всегда имеем дело с внутренней задачей, так как эти потоки ограничены дном и стенами естественного или искусственного русла и свободной поверхностью. Когда открытые потоки протекают в однообразном русле достаточной длины, то пограничный слой жидкости, заторможенный у стен и дна, заполняет все большую часть живого сечения, пока весь поток не оказывается состоящим только из развившегося пограничного слоя (поток на длинном прямом цилиндрическом участке реки или канала). В других случаях, когда форма и размеры живого сечения изменяются на участке незначительной длины (поток в гидротехнических сооружениях), то пограничный слой не успевает заполнить всего живого сечения и формируется на протяжении некоторого начального участка.

Параметр Γ будет во всех этих случаях определять подобие кривых распределения скоростей и касательных напряжений. Таким образом, при неравномерном движении воды в открытых руслах подобные профили скоростей и касательных напряжений характеризуются одним и тем же значением параметра формы.

При отрыве потока и возникновении обратных течений $\Gamma = \Gamma_{\text{отр}} > 0$. Так как g , l , v_δ и Re больше нуля, то и dz/dx в этом случае больше нуля. Следовательно, обратные течения могут возникнуть только при повышении уровня свободной поверхности ($dz/dx > 0$)*. Это правило действительно как для возникновения обычных обратных течений, так и для обратных течений в поверхностном вальце гидравлического прыжка.

Покажем, что при переходе потока из бурного в спокойное состояние неминуемо должны возникнуть обратные течения. Рассмотрим для простоты поток в призматическом русле с постоянным уклоном дна i . Уклон свободной поверхности равен (из общего уравнения неравномерного движения)

$$\frac{dz}{dx} = \frac{i Fr - \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R}}{1 - Fr}, \quad (6)$$

где Fr — число Фруда; Q — расход потока; C — коэффициент Шези; ω и R — площадь и гидравлический радиус живого сечения.

Подставляя значение dz/dx в (4а), беря в качестве характерной длины среднюю глубину $h_{\text{ср}}$, а вместо v_δ — среднюю скорость потока $v_{\text{ср}}$ и отбрасывая множитель перед правой частью α_0 , получим

$$\Gamma = \frac{i - \frac{g l}{\alpha_0 C^2 B}}{1 - Fr} \sqrt[4]{Re}. \quad (7)$$

Воспользовавшись упрощением, принимаемым в инженерной гидравлике для широких русел, получим

$$\Gamma = \frac{i - i_{\text{кр}}}{1 - Fr} \sqrt[4]{Re}, \quad (8)$$

где $i_{\text{кр}}$ — критический уклон.

При переходе потока от бурного состояния к спокойному число Fr проходит через значение 1, а Γ бесконечно возрастает.

При $i > i_{\text{кр}}$ большие положительные значения Γ соответствуют спокойному состоянию потока ($1 - Fr > 0$), а при $i < i_{\text{кр}}$ бурному. Однако в обоих случаях Γ пройдет через значение $\Gamma = \Gamma_{\text{отр}}$, и поэтому гидравлическому прыжку должны сопутствовать обратные течения.

* Точнее, при возрастании потенциальной энергии вдоль потока.

Но отсюда следует, что обратные течения должны иметь место при любом гидравлическом прыжке, в том числе и при волнистом прыжке. В действительности такие обратные течения в волнистом прыжке и наблюдаются, но в виде вальцев с горизонтальной осью на дне, под гребнями волн ⁽³⁾. В наличии их можно легко убедиться, наблюдая движение мелких твердых частиц по дну лотка под волнистым прыжком. Под гребнями волн эти частицы, попадая в зону обратных течений, останавливаются.

Из изложенного можно сделать вывод, что переход потока из бурного состояния в спокойное является достаточным условием для возникновения того комплекса явлений, который называется гидравлическим прыжком, но не необходимым. Если свободная поверхность потока резко повышается и давления распределены по глубине неравномерно, то можно получить гидравлический прыжок с поверхностным вальцем даже при спокойном состоянии потока до и после прыжка. Такие прыжки наблюдались нами в гидравлическом лотке при выходе потока в расширение с вертикальными стенками типа плоского диффузора. При числах Фруда во входном сечении расширения от 0,4 до 0,8 на поверхности потока образовывались волнистые прыжки и прыжки с поверхностным вальцем, хотя поток до прыжка находился в спокойном состоянии.

Институт использования газа
Академии наук СССР

Поступило
2 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ А. М. Левин, Доповіді АН УРСР, 6 (1949). ² К. К. Федяевский, Тр. ЦАГИ, в. 282 (1936); в. 316 (1937). ³ Ф. Эйснер, Экспериментальная гидравлика сооружений и открытых русел, 1937.