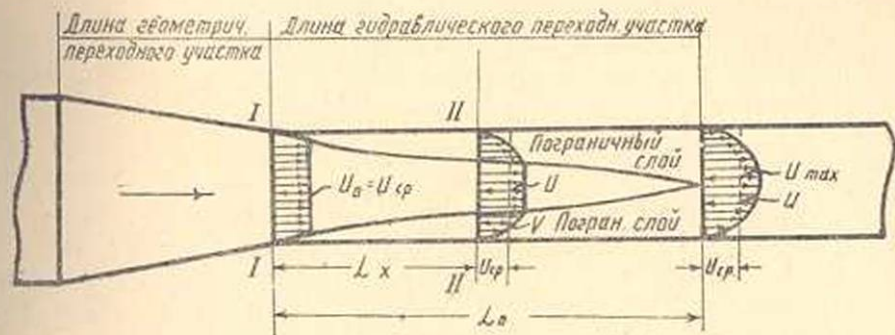


А. Г. Назарян

Определение потери напора в открытом канале (за конфузором) на основе теории пограничного слоя и с учетом интерференции пограничных слоев

Многочисленными опытами установлено, что в суживающихся переходах каналов (конфузор) потери напора имеют место не только на том сравнительно коротком участке, на протяжении которого происходит переход от одного сечения к другому (геометрический переходной участок), но и на значительно большем расстоянии (вниз по течению). Это расстояние определяется местом пересечения пограничных слоев, развивающихся по периметру данного поперечного сечения (фиг. 1). В пределах нарастания толщин пограничных слоев



Фиг. 1

имеет место непрерывное видоизменение эпюр скоростей, которое происходит до тех пор, пока эпюра не примет окончательно установившуюся форму. Длину, на протяжении которой происходит окончательное переформирование поля скоростей, в дальнейшем будем называть "гидравлической длиной переходного участка".*

Определение этой длины имеет очень важное значение, так как перераспределение скоростей по длине "гидравлического переходного участка" создает иную работу силы трения, которая должна быть оценена как потеря напора на местные сопротивления.

Определением длины гидравлического участка перехода зани-

* Иногда ее называют длиной начального или входного участка.

мались Шиллер [1], Дементьев [2], Ананян [3], но задача решена ими для простых случаев: для ламинарного течения [1], для турбулентного течения, но для более простого случая (круглое сечение) [3] и для прямоугольного напорного водовода без учета интерференции пограничных слоев [2].

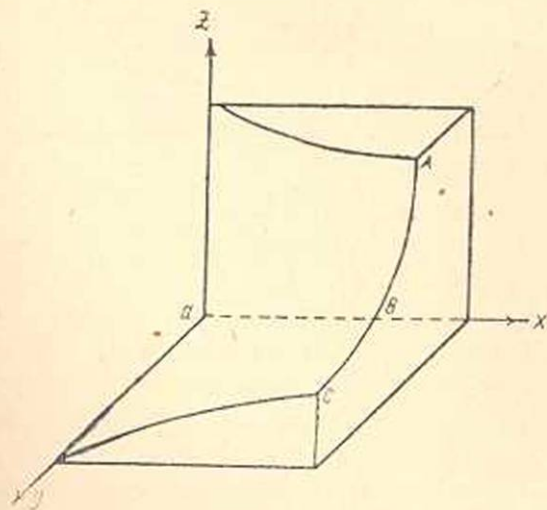
Решение задачи для прямоугольного сечения при турбулентном течении с учетом взаимодействия пограничных слоев имеет не только практическое, но и большое теоретическое значение.

Рассмотрим случай, когда поток, суживаясь, переходит от сечения какой-либо формы к прямоугольному сечению. Работа такого перехода с гидравлической точки зрения очень сходна с работой конфузоров, в которых не наблюдается отрыва вихрей, потому что, благодаря форме конфузора, место наименьшего давления находится в его конечном сечении.

Как известно из гидромеханики, в конечной части конфузора наблюдается постоянство распределения скоростей по глубине потока. Это подтверждают также многочисленные опыты, которые производились в гидроэлектрической лаборатории Водно-энергетического института АН Армянской ССР по изучению переходных участков открытой деривации.*

Исходя из этих соображений, можно считать, что турбулентный пограничный слой в основном начинает развиваться от конца переходного участка (сечение 1-1, фиг. 1).

Рассмотрим дно и одну из стенок канала, как две взаимноперпендикулярные плоские пластины (фиг. 2, 3). На них установится

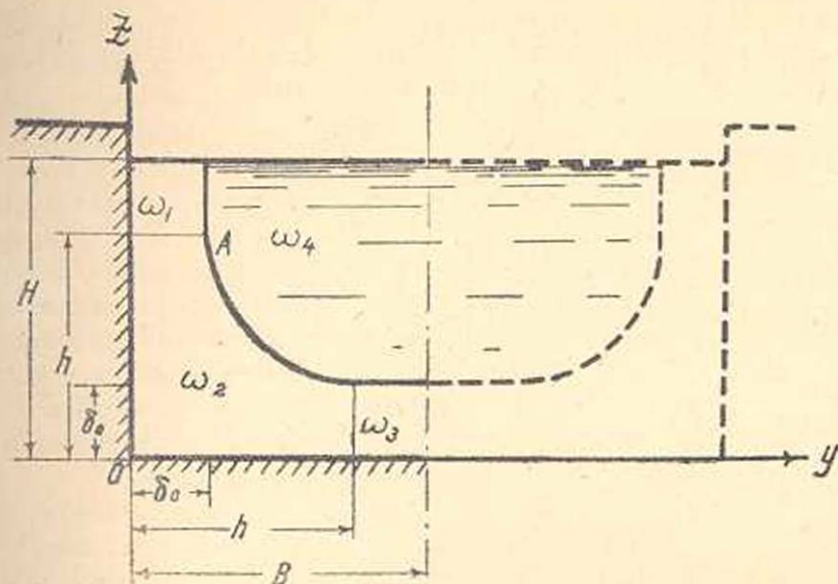


Фиг. 2

обычный, постепенно нарастающий, пограничный слой. Но вблизи линии пересечения пластин (в углу), вследствие взаимно тормозящего влияния дна и стенки, течение будет тормозиться сильнее, чем на изолированной стенке. Поэтому здесь наблюдается „раздувание“ пограничного слоя вследствие взаимовлияния двух пограничных слоев или, другими словами, их интерференция. В результате получается пространственный пограничный слой,

толщина которого должна быть функцией уже не од-

* Отчеты ВЭИ 1948–1949 г. по исследованию переходных участков открытой деривации ГюмушГЭС.



Фиг. 3

ной переменной, а двух, т. е. $\delta = \delta(x; y)$ на плоскости xoy и $\delta = \delta(x; z)$ на плоскости xoz .

В дальнейшем рассматриваем только одну половину водовода, так как задача симметричная (фиг. 3).

Существует предположение относительно того, что пересечение пограничных слоев происходит под прямым углом [2]. При этом не учитывается взаимное влияние пограничных слоев, что противоречит фактам. Гораздо логичнее предположение, что пересечение пограничных слоев происходит по некоторой кривой, т. е. так, как это должно быть в действительности.

На этом основании Л. Г. Лойцянский [5] решает задачу, допуская, что сопряжение пограничных слоев происходит по гиперболе.

Это допущение использовано в настоящей работе, причем уравнение гиперболы принимается в том виде, в каком предлагает Л. Г. Лойцянский, а именно:

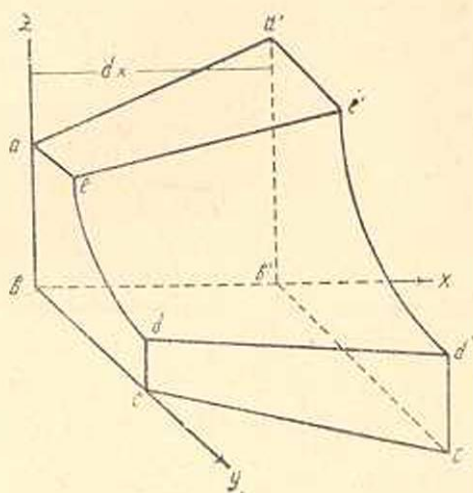
$$y \cdot z = a(x) \quad (1)$$

где $a(x)$ — параметр гиперболы, о котором будет сказано дальше.

Задача определения гидравлической длины переходного участка (L_0) сводится к разысканию функции $\delta_0 = f(x; y; z)$. Для этого составлено интегральное условие, аналогичное интегральному соотношению Кармана. Этот способ основан на теореме об изменении количества движения. Он позволяет, минуя громоздкое и довольно сложное интегрирование дифференциальных уравнений пограничного слоя Прандтля, определить вид функции $\delta_0 = f(x; y; z)$.

В пределах начального участка выделим объем пограничного слоя длиной dx , ограниченный твердой стенкой (дно и боковая стен-

ка водовода), внешней поверхностью пограничного слоя и двумя плоскостями, перпендикулярными к оси ox (фиг. 4). Представим себе, что этот объем неподвижен, а жидкость втекает в него через переднюю



Фиг. 4

и верхнюю грани и вытекает через заднюю. Количество движения для втекающей жидкости примем отрицательным, а для вытекающей—положительным (в соответствии с положительным направлением внешней нормали к выделенным поверхностям объема жидкости).

Обозначим через Q и M соответственно расход и количество движения жидкости, протекающей в единицу времени через сечение $\omega = abcde$.

$$Q = \int_{\omega} \int v dy dz; \quad M = \int_{\omega} \int \rho v^2 dy dz \quad (2)$$

Тогда расход жидкости и количество движения за единицу времени через сечение $\omega + d\omega = a'b'c'd'e'$ составит:

$$Q + \frac{\partial Q}{\partial x} dx; \quad M + \frac{\partial M}{\partial x} dx \quad (3)$$

Отсюда заключаем, что вследствие неизменности выделенного объема через его боковые (пограничные) поверхности протекает количество жидкости $\frac{\partial Q}{\partial x} dx$, принося в данный объем количество движения, равное

$$\rho \frac{\partial Q}{\partial x} dx \cdot U \quad (4)$$

где U —скорость на границе пограничного слоя.

Таким образом, количество движения жидкости, входящей в выделенный объем, составляет $M + \rho \frac{\partial Q}{\partial x} dx \cdot U$, а количество движения жидкости, выходящей из этого объема, как было сказано, равно $M + \frac{\partial M}{\partial x} dx$.

Следовательно, проекция приращения количества движения за единицу времени на ось ox равна

$$M + \frac{\partial M}{\partial x} dx - \left(M + \rho \frac{\partial Q}{\partial x} dx \cdot U \right),$$

или:

$$\frac{\partial M}{\partial x} dx - \rho \cdot U \frac{\partial Q}{\partial x} dx \quad (5)$$

Проекция на ось ox равнодействующих поверхностных сил, действующих на выделенный элементарный объем (объемными силами пренебрегаем ввиду незначительности продольного уклона дна водовода), равна:

а) для сил давления

$$-\frac{\partial P}{\partial x} dx (\omega + d\omega) \quad (6)$$

б) для сил трения

$$w = - \left[\int_0^h \tau dy + \int_0^h \tau dz \right] dx \quad (7)$$

Благодаря симметричному нарастанию пограничных слоев у дна и стенки, можно принять, что

$$w = -2 \left[\int_0^h \tau dy \right] dx \quad (8)$$

Здесь τ —зависящее от y касательное напряжение на стенках водовода, приближенно определяемое по формуле:

$$\tau = 0,045 \rho \frac{U^2}{2} \left(\frac{y}{U\delta} \right)^{1/4} \quad (9)$$

где согласно (1) принято $\delta = \frac{a(x)}{y}$.

Подставляя значение τ в уравнение (8) и производя интегрирование в пределах от нуля до h , получим:

$$w = -0,036 \rho \frac{U^2}{a(x)} h^{1/4} \left(\frac{y}{U} \right)^{1/4} dx \quad (10)$$

Согласно теореме о количестве движения имеем:

$$\frac{\partial M}{\partial x} dx - \rho U \frac{\partial Q}{\partial x} dx = -(\omega + d\omega) \frac{\partial P}{\partial x} dx - 0,036 \rho \frac{U^2}{a(x)} \left(\frac{y}{U} \right)^{1/4} dx \quad (11)$$

Подставляя значение Q и M из (2) в (11) и производя деление всех членов уравнения (11) на dx , получим, пренебрегая бесконечно малыми величинами второго порядка:

$$\frac{d}{dx} \left[\int_0^h \int_0^h \rho v^2 dy dz \right] - \rho U \frac{d}{dx} \left[\int_0^h \int_0^h v dy dz \right] = - \frac{\partial P}{\partial x} \omega - 0,036 \rho \frac{U^2}{a(x)} \left(\frac{y}{U} \right)^{1/4} \quad (12)$$

Заменяя в уравнении (12) площадь ω через $\omega = \int\int_{\omega} dydz$ и определяя из уравнения Бернулли

$$\frac{dP}{dx} = -\rho U \frac{dU}{dx} \quad (13)$$

получим:

$$\frac{d}{dx} \left[\int\int_{\omega} v^2 dydz \right] - U \frac{d}{dx} \left[\int\int_{\omega} v dydz \right] - U \frac{dU}{dx} \int\int_{\omega} dydz = -0,036 \frac{U^2 h^2}{a_{(x)}^2} \left(\frac{y}{U} \right)^{1/4} \quad (14)$$

Л. Г. Лойцянский указывает, что если сделать допущение о существовании подобия эпюр распределения скоростей в пограничном слое, то можно выбрать такую функцию $\varphi(\eta)$, чтобы соотношение $\frac{v}{U} = \varphi \left[\frac{\theta(y; z)}{a_{(x)}} \right]$ удовлетворяло условиям $\varphi(0) = 0$, $\varphi(1) = 1$ (14а)

Для нашего случая $\theta(y; z) = y \cdot z$ и при $\varphi \left[\frac{\theta(y; z)}{a_{(x)}} \right] = \left[\frac{y \cdot z}{a_{(x)}} \right]^{1/7}$ полностью выполняются условия (14а). Поэтому, принимая в основу нашего исследования „закон одной седьмой“ для распределения продольных скоростей, получим:

$$v = U \left[\frac{y \cdot z}{a_{(x)}} \right]^{1/7} \quad (15)$$

где v — скорость в пограничном слое (фиг. 1).

U — максимальная скорость (скорость на границе пограничного слоя), постоянная для данного сечения.

Эта скорость достигает своего наибольшего значения $U = U_{\max}$ в конце гидравлического переходного участка, т. е. у места пересечения пограничных слоев.

Определим значение параметра $a_{(x)}$ гиперболы. Как видно из уравнения (1), величина $a_{(x)}$ является произведением двух величин, каждая из которых имеет линейную размерность. Следовательно, размерность

$$a_{(x)} = L^2$$

Но, с другой стороны, параметр $a_{(x)}$ должен был бы зависеть от толщины пограничного слоя δ_0 , от скорости течения v и от касательных напряжений τ , т. е.

$$a_{(x)} = k \delta_0^\alpha v^\beta \tau^\gamma \quad (16)$$

где α , β , γ — пока неизвестные показатели степени,

k — постоянный коэффициент пропорциональности.

Согласно теории размерности, при условии:

$$\begin{aligned} [a_{(x)}] &= [L^2] \\ [\delta_0] &= [L] \end{aligned}$$

* При наличии перепада давления $a_{(x)}$ должна была бы зависеть и от $\frac{\partial p}{\partial x}$.

Но учет этого обстоятельства весьма усложняет задачу. Поскольку она решается для малых перепадов, считается возможным не учитывать указанную зависимость.

$$[v] = [LT^{-1}]$$

$$[\tau] = [MT^{-2} L^{-1}]$$

получается, что

$$L^2 = k L^2 L^{\beta} M^{\gamma} T^{-\beta} T^{-2\gamma} L^{-\gamma}$$

или

$$2 = \alpha + \beta - \gamma$$

$$0 = -\beta - 2\gamma$$

$$0 = \gamma$$

откуда $\alpha = 2$; $\beta = 0$; $\gamma = 0$.

Тогда параметр гиперболы будет иметь вид

$$x(x) = k\delta_0^2 \tag{17}$$

С учетом уравнения (17), уравнения (1) и (15) можно представить в следующем виде:

$$y \cdot z = k\delta_0^2 \tag{18}$$

$$v = U \left[\frac{y \cdot z}{k \cdot \delta_0^2} \right]^{1/2} \tag{19}$$

Из фиг. 3 видно, что при $y = \delta_0$, $z = h = k\delta_0$,

откуда
$$k = \frac{h}{\delta_0} \tag{20}$$

Подставляя значение коэффициента k из (20) в (19), получим:

$$v = U \left[\frac{y \cdot z}{h \cdot \delta_0} \right]^{1/2} \tag{21}$$

Теперь переходим к раскрытию интегралов, входящих в уравнение (12). (Границы интегрирования показаны на фиг. 3).

$$\left. \begin{aligned} \iint_{\omega} dydz &= \int_0^{\delta_0} dy \int_0^h dz + \int_0^h dy \int_{\delta_0}^z dz = h\delta_0 + a \ln k = k\delta_0^2 (1 + \ln k) \\ \iint_{\omega} v dydz &= \int_0^{\delta_0} U \frac{y^{1/2}}{a^{1/2}} dy \int_0^h z^{1/2} dz + \int_0^h U \frac{y^{1/2}}{a^{1/2}} dy \int_{\delta_0}^z z^{1/2} dz = \frac{7}{8} \left(\frac{7}{8} + \ln k \right) k\delta_0^2 U \\ \iint_{\omega} v^2 dydz &= \int_0^{\delta_0} U^2 \frac{y^{2/3}}{a^{2/3}} dy \int_0^h z^{2/3} dz + \int_0^h U^2 \frac{y^{2/3}}{a^{2/3}} dy \int_{\delta_0}^z z^{2/3} dz = \\ &= \frac{7}{9} \left(\frac{7}{9} + \ln k \right) k\delta_0^2 U^2 \end{aligned} \right\} \tag{22}$$

Подставляя значение интегралов (22) в уравнение (14) и учитывая при этом (17) и (20), получим:

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{7}{9} \left(\frac{7}{9} + \ln k \right) k \delta_0^2 U^2 \right] - U \frac{d}{dx} \left[\frac{7}{8} \left(\frac{7}{8} + \ln k \right) k \delta_0^2 U \right] - U \frac{du}{dx} (1 + \ln k) k \delta_0^2 = -0,036 k \delta_0 U^2 \left(\frac{y}{U \delta_0} \right)^{1/4} \quad (23)$$

Взяв производную по x и разделив все члены уравнения (23) на $k \delta_0 U^2$, получим:

$$(0,321 + 0,194 \ln k) \delta_0' + (0,555 + 0,319 \ln k) \frac{U'}{U} \delta_0 = 0,036 \left(\frac{y}{U \delta_0} \right)^{1/4} \quad (24)$$

где:
$$\delta_0' = \frac{d\delta_0}{dx}, \quad U' = \frac{dU}{dx}.$$

Для определения численного значения коэффициента k составляем уравнение неразрывности для сечений I—I и II—II (фиг. 1). Сечение II—II взято произвольно в пределах нарастающих пограничных слоев.

Обозначая через q_1 , q_2 , q_3 и q_4 расходы жидкости, проходящие соответственно через отдельные площади ω_1 , ω_2 , ω_3 и ω_4 (фиг. 3), а через Q —расход жидкости в начальном сечении перехода, получим:

$$\begin{aligned} q_1 &= (H-h) \int_0^{\delta_0} v dy = (H-h) \int_0^{\frac{y}{\delta_0}} \frac{y^{1/4}}{\delta_0^{5/4}} dy = \frac{7}{8} (H-h) U \delta_0 \\ q_2 &= \int_{\omega} \int v dy dz = \frac{7}{8} \left(\frac{7}{8} + \ln k \right) k \delta_0^2 U \\ q_3 &= (B-h) \int_0^{\delta_0} v dz = (B-h) \int_0^{\frac{z}{\delta_0}} U \frac{z^{1/4}}{\delta_0^{5/4}} dz = \frac{7}{8} (B-h) U \delta_0 \\ q_4 &= \left[(B-\delta_0)(H-\delta_0) - k \delta_0^2 \ln k + k \delta_0^2 - \delta_0^2 \right] U \end{aligned} \quad (25)$$

$$Q = B H U_0 \quad (\text{или } B H U_{\text{ср.}}, \text{ т. к. } U_0 = U_{\text{ср}})$$

где U_0 —скорость во входном сечении перехода.

Из условия неразрывности имеем:

$$Q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4$$

С учетом уравнения (25) получим:

$$\begin{aligned} \frac{7}{8} (H-h) \delta_0 U + \frac{7}{8} \left(\frac{7}{8} + \ln k \right) k \delta_0^2 U + \frac{7}{8} (B-h) \delta_0 U + \left[(B-\delta_0)(H-\delta_0) - \right. \\ \left. - k \delta_0^2 \ln k + k \delta_0^2 - \delta_0^2 \right] U = B H U_0 \end{aligned} \quad (26)$$

Раскрывая скобки и вводя обозначение $\frac{H}{B} = \lambda$,

$$\text{получим: } \frac{U_0}{U} = 1 - 0,125(1 + \lambda) \frac{\delta_0}{H} + 0,016k\lambda \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^2 - 0,125k\lambda \ln k \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^2 \quad (27)$$

В дальнейшем для простоты рассматриваем интерференцию пограничных слоев в прямоугольном канале с отношением сторон $\frac{H}{B} = \lambda = 1$ (фиг. 3).

Из уравнения (27) легко можно определить значение коэффициента k , если учесть следующие граничные условия (фиг. 1):

$$\text{при } L_x = 0, U = U_0 = U_{cp} \quad (28)$$

$$\text{при } L_x = L_0, U = U_{max}; h = H^* \quad (29)$$

Из уравнения (27), с учетом уравнений (20), (28) и (29), будем иметь:

$$\frac{U_{cp}}{U_{max}} = 1 - \frac{0,234}{k} - \frac{0,125}{k} \ln k \quad (30)$$

Многочисленными опытами показано, что отношение максимальной скорости к средней для турбулентного потока лежит в пределах $\frac{U_{max}}{U_{cp}} = 1,25 \div 1,15$.

Принимая $\frac{U_{max}}{U_{cp}} = 1,25$, получаем:

$$k = 1,17 + 0,625 \ln k \quad (31)$$

откуда, путем подбора, найдем: $k = 1,36$.

Что касается условия (29), то можем сказать, что сделанное допущение приводит к небольшой погрешности, величина которой может быть определена, если взять отношение площадей ABCDEF и ODEF (фиг. 5):

$$\frac{\text{пл. ABCDEF}}{\text{пл. ODEF}} = \frac{k\delta_0^2(1 + \ln k)}{H^2} = \frac{1 - \ln k}{k} = \frac{1 + 0,31}{1,36} = 0,965.$$

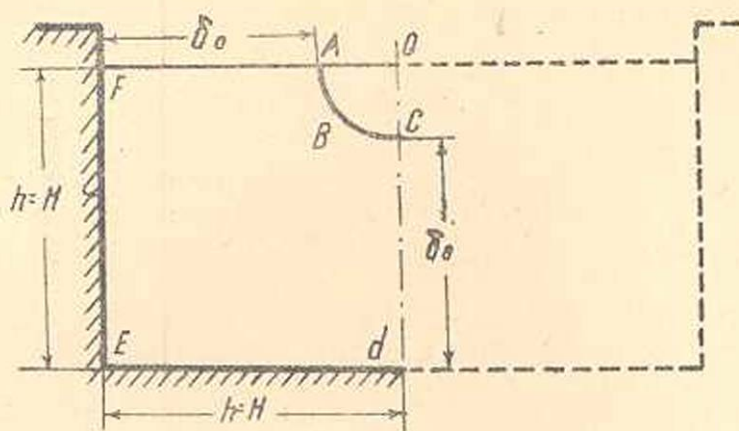
Оказывается, что погрешность составляет 3,5%, что вполне допустимо.

Подставляя численное значение k в формулу (24), получим:

$$\delta'_0 + 1,718 \frac{U'}{U} \delta_0 = 0,095 \left(\frac{\gamma}{U \delta_0} \right)^{1/4} \quad (32)$$

Чтобы определить отношение $\frac{U'}{U}$, обратимся к уравнению (27).

* Из равенства $h = H$ получаем: $\frac{\lambda}{H} = \frac{1}{k}$.



Фиг. 5

Подставляя в него значение k , получим (принимая $\lambda = 1$):

$$\frac{U_{cp}}{U} = 1 - 0,25 \frac{\delta_0}{H} - 0,030 \left(\frac{\delta_0}{H} \right)^2 \quad (33)$$

Дифференцируя уравнение (33) по x и произведя ряд преобразований, получим:

$$\frac{U'}{U} = \frac{0,25 \frac{\delta'_0}{H} + 0,060 \frac{\delta_0 \delta'_0}{H^2}}{1 - 0,25 \frac{\delta_0}{H} - 0,030 \frac{\delta_0^2}{H^2}} \quad (34)$$

Подставляя значение $\frac{U'}{U}$ из (34) в (32) и учитывая при этом (33), после ряда преобразований, получим:

$$\frac{1 + 0,18 \frac{\delta_0}{H} + 0,073 \frac{\delta_0^2}{H^2}}{\left[1 - 0,25 \frac{\delta_0}{H} - 0,030 \frac{\delta_0^2}{H^2} \right]^{3/4}} \cdot \frac{\delta_0^{3/4}}{H^{3/4}} \cdot d \left(\frac{\delta_0}{H} \right) = 0,095 \frac{\gamma^{1/4}}{U_{cp}^{1/4} H^{1/4}} d \left(\frac{x}{H} \right) \quad (35)$$

Точное интегрирование левой части уравнения представляет трудности. Для приближенного интегрирования знаменатель уравнения (35) разлагаем в ряд и ограничиваемся его вторым членом:

$$\left[1 - \left(0,25 \frac{\delta_0}{H} + 0,030 \frac{\delta_0^2}{H^2} \right) \right]^{3/4} \cong 1 - 0,313 \frac{\delta_0}{H} - 0,037 \frac{\delta_0^2}{H^2} \quad (36)$$

С учетом (36) уравнение (35) можно представить в следующем виде:

$$\left(\frac{\delta_0}{H} \right)^{1/4} \frac{1 + 0,18 \left(\frac{\delta_0}{H} \right) + 0,073 \left(\frac{\delta_0}{H} \right)^2}{1 - 0,313 \left(\frac{\delta_0}{H} \right) - 0,037 \left(\frac{\delta_0}{H} \right)^2} \cdot d \left(\frac{\delta_0}{H} \right) = 0,095 \frac{\gamma^{1/4}}{U_{cp}^{1/4} H^{1/4}} d \left(\frac{x}{H} \right) \quad (37)$$

Уравнение (37) после ряда преобразований можно представить в следующем виде:

$$\left(\frac{\delta_0}{H}\right)^{1/4} \left[1 + 0,493 \left(\frac{\delta_0}{H}\right) + 0,264 \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^2 + 0,101 \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^3 \right] d \left(\frac{\delta_0}{H}\right) = \frac{0,095}{R_c^{1/2}} d \left(\frac{x}{H}\right) \quad (38)$$

После интегрирования получаем:

$$\left(\frac{\delta_0}{H}\right)^{5/4} \left[0,800 + 0,219 \frac{\delta_0}{H} + 0,081 \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^2 + 0,024 \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^3 \right] = \frac{0,119}{HR_c^{1/2}} L(x) \quad (39)$$

Постоянная интегрирования равна нулю, так как при $\frac{\delta_0}{H} = 0$, $L_1 = 0$. Для определения полной длины гидравлического переходного участка необходимо в уравнение (39) подставить значение $\frac{\delta_0}{H}$ из уравнения (29), т. е.

$$\frac{\delta_0}{H} = \frac{1}{k} = \frac{1}{1,36} = 0,735.$$

После несложных преобразований получаем искомую длину гидравлического переходного участка:

$$L_0 = 7,26 HR_c^{1/2} \quad (40)$$

Без учета взаимодействия пограничных слоев ($k=1$) длина гидравлического переходного участка определяется по формуле:

$$L_0 = 9,4 HR_c^{1/2} \quad (41)$$

откуда видно, что при учете явления интерференции пограничных слоев длина гидравлического переходного участка получается короче примерно на 22%.

После нахождения длины L_0 легко определить величину дополнительной потери напора, вызванной перераспределением скоростей по длине гидравлического переходного участка.

Для этого рассматриваем выражение для потерь напора

$$h_w = \lambda \frac{L_0}{4R} \cdot \frac{U_{cp}}{2g} \quad (42)$$

где

$$L_0 = 7,26 HR_c^{1/2} \quad (40)$$

С другой стороны, из уравнения Бернулли имеем:

$$h_w = \frac{U^2 - U_{cp}^2}{2g} \quad (43)$$

Подставляя значение h_w и L_0 в (42) и учитывая (33), получим:

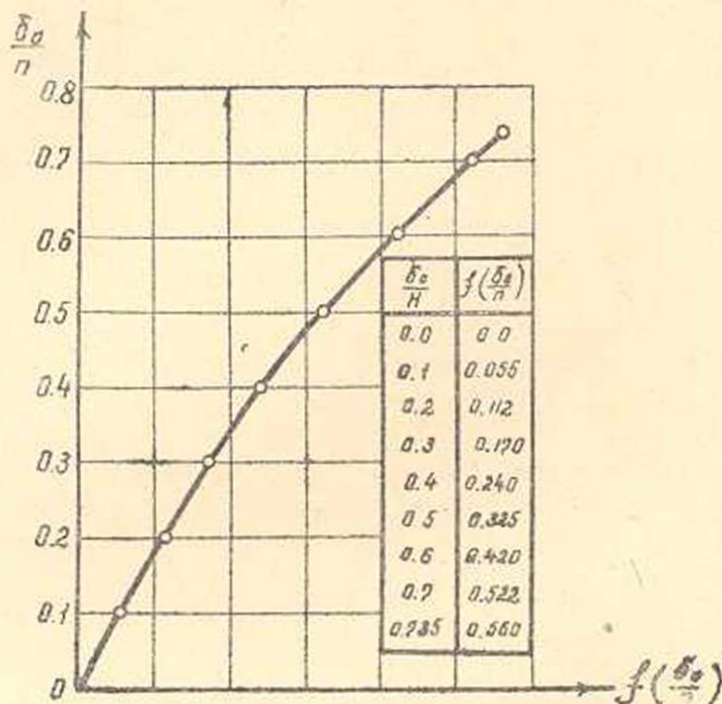
$$\lambda = R_c^{1/2} \left(\frac{U^2}{U_{cp}^2} - 1 \right) = \frac{0,275}{R_c^{1/2}} \left\{ \frac{1}{\left[1 - 0,25 \frac{\delta_0}{H} - 0,030 \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^2 \right]^2} - 1 \right\}$$

$$\text{или: } \lambda = \frac{0,275}{R_v^2} \cdot f\left(\frac{\delta_0}{H}\right) \quad (44)$$

где:

$$f\left(\frac{\delta_0}{H}\right) = \frac{1}{\left[1 - 0,25 \frac{\delta_0}{H} - 0,030 \left(\frac{\delta_0}{H}\right)^2\right]^2} - 1 \quad (45)$$

Для облегчения вычислений коэффициента λ составлена таблица и график (фиг. 6).



Фиг. 6

Выводы

1. Потери напора от перераспределения скоростей по длине гидравлического переходного участка определяются при помощи теории турбулентного пограничного слоя. Гидравлическая длина переходного участка — это та длина, на которой происходит окончательное переформирование поля скоростей.

2. В отличие от работ других исследователей в настоящей работе длина гидравлического переходного участка определяется с учетом интерференции пограничных слоев. Принимая в основу степенной закон распределения продольных скоростей в зоне интерференции пограничных слоев и решая совместно уравнения количест-

на движения и неразрывности, составленные для произвольного отска пограничного слоя, получается расчетная формула (40).

3. Длина гидравлического переходного участка без учета интерференции пограничных слоев, определяемая по формуле (41), получается примерно на 22% больше.

4. Коэффициент потерь напора по длине гидравлического переходного участка определяется по формуле (44) и является функцией не только числа Рейнольдса, но и толщины пограничного слоя.

5. Для расчета потери напора на переходных участках необходимо к потерям напора, вызванным изменением геометрической формы перехода, прибавить дополнительные потери, связанные с перестроением поля скоростей по длине рассматриваемого участка.

Водно-энергетич. институт
АН Армянской ССР

Поступило 16 V 1951

ЛИТЕРАТУРА

1. Шиллер Л.—Гидро-и аэродинамика, ч. 4, 1932.
2. Дементьев М. А.—Течение жидкости на входном участке гладких труб прямоугольного и круглого сечений. Известия НИИГ, № 21, 1937.
3. Аняян А. К.—Применение теории пограничного слоя к определению потери напора на переходных участках открытой деривации. Известия АН Арм. ССР, физ.-мат., естеств. и техн. науки, том 1, № 7, 1948.
4. Лойцянский Л. Г.—Аэродинамика пограничного слоя. Гостехиздат, 1941.
5. Лойцянский Л. Г.—Взаимодействие пограничных слоев. Издание ЦАГИ, № 249, М., 1936.

Ա. Գ. Նազարյան

ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ՇԵՐՏԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ՃՆՇՄԱՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԲԱՑ ՋՐԱՆՑՔՆԵՐՈՒՄ (ԿՈՆՖՈՒԶՈՐԻՑ ՀԵՏՈ), ՀԱՇՎԻ ՍՈՒՆԵԼՈՎ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Երայ դերիվացիայի նեկոտրոպ անցումային հատվածներում ճնշման կորուսաները որոշվում են ոչ միայն հատվածի երկարությամբ, որի վրա անդի է ունենում ջրաառքի մի լայնական հատվածից մյուսին անցաները, այլ նաև անցումային հատվածից նեառ (հասանքով դեպի ցած) մինչև այն-անդ, որանկ երկայնական արագությունների էլյուրան ձևափոխվելով ընդունում է իր վերջնական ձևը: Այդ երկարությունը կոչվում է շիրքավիկական անցումային հատվածի երկարություն (նկ. 1):

Ի տարբերություն այլ նեկրնակաների, ավյալ աշխատության մեջ շիրքավիկական անցումային հատվածի երկարությունը (L_0) որոշված է, հաշվի առնելով նաև սահմանային շերտերի ինտերֆերենցիան:

Ընդունելով արագությունների բաշխման աստիճանացուցային օրենքը և համառոտ լուծելով շարժման քանակի ու անխզելիություն հավասարումները, ստացվում է L_0 -ն որոշելու համար (40) ֆորմուլան:

Այն գեղաբույժ, երբ անտեսված է սահմանային շերտերի ինտերֆերենցիան, հիդրավիկական անցումային հատվածի երկարությունը որոշելու համար ստացվում է (41) ֆորմուլան, ընդ որում L_0 -ի արժեքը մոտ 22 սոկոսով ավելի է ստացվում, քան (40) ֆորմուլայով հաշվածը:

Հիդրավիկական անցումային հատվածի երկարությունը ճնշման կորուստների հաշվելու համար արված է այդ կորուստների գործակիցի մի նոր արտահայտություն՝ (44) ֆորմուլան, ընդ որում այդ գործակիցը ոչ միայն

կախված է Ռեյնոլդսի թվից, այլ նաև $\frac{\delta_0}{H}$ հարաբերությունից, այսինքն՝ սահմանային շերտի հաստությունից.