

Տեխնիկական գիտութ. սեսիա

XII, № 2, 1959

Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

А. О. ГАМБАРЯН, Н. Н. МАИЛЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТЯЩИХСЯ ВОЛН В СВЕРХБУРНОМ ПОТОКЕ*

В статье излагаются результаты модельных исследований катящихся волн в сверхбурном потоке по определению зависимости между максимальными волновыми глубинами – h_{max} (рис. 1) и характеристиками потока и русла (погонный расход воды, уклон, длина и шероховатость канала).

Опыты показали, что при одинаковых условиях движения потока в данном фиксированном створе с течением времени, значения пе-



Рис. 1. Схематическое изображение катящихся волн на быстротоке.

риодов, длин и высот волн меняются в довольно широких пределах, но в целом, в колебаниях значений обнаруживается некоторая характерная закономерность: несмотря на случайное поведение отдельных значений, средние величины достаточно длинной последовательности этих значений устойчивы. Следовательно, при обработке опытов, становится целесообразным применение методов математической статистики. С этой целью, при каждой отдельной комбинации расхода, шероховатости и уклона в данном створе, осциллограммой регистрировались 400 волн. Опыты проведены для уклона дна модели: i = tga == 0,10 и для двух значений коэффициента шероховатости:

 $n_1 = 0,011, n_2 = 0,015.$

• См. [1].

Применим методы теории подобия и анализа размерностей. Обозначим математическое ожидание максимальных волновых глубин через a_h . Тогда можно указать следующую зависимость:

$$a_h = f (q, h, g, S, \mu, \rho, ...)^*$$
, (1)

где q — погонный расход воды;

h — глубина равномерного движения;

g — ускорение силы тяжести;

s — расстояние от начала модели;

и – коэффициент динамической вязкости;

р — плотность жидкости.

Выбирая в качестве неизвестных с независимой размерностью q, g и р, получим:

$$\frac{a_h}{h_{\kappa p}} = f\left(\frac{h}{h_{\kappa p}}, \frac{s}{h_{\kappa p}}\right), \tag{2}$$

причем в (2) пропущено число Re^{-1} , ибо опыты проведены в условиях, когда налицо автомодельная область и влиянием сил вязкости можно пренебречь.

Учитывая, что
$$h_{\kappa p} = q^{q_{i_{3}}} g^{-i_{j_{4}}}$$
 и $h = \frac{q}{C \sqrt{Ri}}$,
получим:
 $\frac{a_{h}}{h_{\kappa p}} = f\left(\sqrt[3]{\frac{1}{Fr}}, \frac{s}{h_{\kappa p}}\right).$ (3)

Для максимальных глубин, поступая подобным же образом, получим:

$$\frac{\sigma_h}{h_{\kappa p}} = \varphi \left(\sqrt[3]{\frac{1}{Fr}}, \frac{s}{h_{\kappa p}} \right).$$
(4)

Графики зависимостей (3) и (4) представлены на рис. 2а и 26. По оси абсцисс отложена безразмерная длина канала $\overline{s} = \frac{s}{h_{\kappa p}}$ (значение \overline{s} 0 совмещено с началом крутой части лотка), а по оси ординат $-\overline{a}_{h} = \frac{a_{h}}{h_{\kappa p}}$ и $\overline{\sigma} = \frac{\sigma_{h}}{h_{\kappa p}}$, комплекс Fr^{-1} служит в качестве параметра.

Кроме опытов с помощью электродных датчиков, были проведены наблюдения также с помощью тастера, причем данный способ наблюдений позволял определить самую большую и самую маленькую высоты волн при тех же условиях, что и во время наблюдений с помощью осциллографа. На рис. З представлены графики этих наблюдений при двух значениях параметра Fr^{-1}_{in} .

^{*} В [1] были введены другие величины, в результате чего были получены другие комплексы. Но дальнейшая обработка опытов показывает, что зависимость (1) лучше отражает действительную суть явлений в сверхбурном потоке.



Рис. 2. а) Зависимость $\frac{a_h}{h_{\kappa p}} = f(Fr^{-\frac{1}{3}}, \bar{s})$, полученизя из наблюдений с помощью оссциялографа.

б) Зависимость
$$\frac{h}{h_{\kappa p}} = f(Fr^{-\eta_n}, s)$$
.



Рис. 3. Зависимость $\frac{a_h}{h_{\kappa\rho}} = f\left(Fr^{-\eta_a}, \overline{s}\right)$, полученная из визуальных наблюдений с помощью тастера.

Так как начальную часть модели можно рассматривать как незатопленный водослив с широким порогом, то в месте перегиба должна устанавливаться глубина равная (0,7—0,8) $h_{\kappa\rho}$ [2].

Нетрудно показать, что в этой области поток переходит через Вторую критическую глубину (по обозначению Ведерникова — $h_{\kappa,p}^{\text{II}}$). Из рис. 2 видно, что в начале модели действительно устанавливается глубина $h = (0,7:0,9) h_{\kappa p}$, дальше идет кривая спада и, при значениях s = 250 - 350, глубина потока становится равной глубине равномерного движения. При этих значениях s, в потоке появляются заметные на глаз катящиеся волны. По опыту наблюдений известно, что при данной фиксированной длине быстротока, путем изменения расхода, можно добиться перемещения места образования воли вниз или вверх по течению. Но безразмерное расстояние s с изменением расхода меняется в очень узких пределах (на рис. 2 и 3 эта зона обозначена через s_b). Для значений s < 250 a_h — безразмерная глубина перавномерного движения.

С появлением волн, *а*_k при возрастании *s*, также возрастает, стремясь к некоторой постоянной величине:

$$a_h \approx (0,75 \pm 0,80).$$

Зависимость для дисперсии волновых глубин приведена на рис. 26. В начале модели, где волны практически отсутствуют, $\sigma_h = 0$. С возрастанием s, σ_h также возрастает, а при значениях s > 3000 этот рост практически прекращается, т. е. $\sigma_h \rightarrow \text{const.}$

Для формирования "поезда волн" необходимо было иметь условие — 0 при возрастающем *s*, следовательно приводимый опытный материал отрицает существование "поезда волн".

Для нахождения кривых распределения вероятностей максимальных волновых глубин подсчитаны коэффициенты асимметрин— β_1 и эксцесса— β_2 (таблица 1). Оценка расхождения, с помощью математических ожиданий и дисперсий этих величин показала, что отклонения от значений $\beta_1 = 0$ и $\beta_2 = 3$ являются допустимым, т. е. выполняются необходимые условия для того, чтобы распределение вероятностей максимальных волновых глубин подчинялось нормальному закону. Затем, проверка опытных данных по критериям Колмогорова и χ^2 подтвердила это предположение, причем, ввиду недостаточности опытных данных, расхождение величины χ^2 оценена также с помощью математического ожидания и дисперсии χ^2 [E (γ^2) и D (γ^2)].

Если величина

$$\frac{\chi^{3}-E(\chi^{2})}{D(\chi^{2})}$$

меньше трех, то отклонение считается допустимым.

По критерии Колмогорова отклонени считается допустимым, если $p(\lambda) > 0.05$. β_1 и β_2 подсчитаны для всех обработанных опытов, а $p(\lambda)$

6

Экспериментальное исследование катящихся волн

Tab	AUUA.	1

7

	Расстояние от начала лотка (м)	βι		β2		$P(\lambda)$		$\frac{\chi^2 - E(\chi^2)}{D(\chi^2)}$		
Q л сек		n=0,011	n=0,015	n=0,011	n=0,015	n=0,011	n=0,015	n=0,011	<i>n</i> =0,015	
1	87,5 45 47,5 55	0,289 0,009	0,226 0,133	4,10	3,54	 0,05	0,32	2,05	0,15	
2	45 47,5 55 57	0,269	0,036 0,074	3,15 2,73	2,78 3,19	0,12 0,54	0,09	2,82 1,95	 2,53	
3	45 55	0,013 0,044	10 - 10 - 10 - 10 - 10 - 10 - 10 - 10 -	2,98 2,64		0,14 0,01	_	2,39 1,74	_	
4	47,5 57	-	0,000 0,550	-	3,70 3,68	_	0,10 0,00	=	2,26 4,28	
5	45 55	0,052 "0,046	-	2,81 2,94	-	=	_	_	_	
6	45 47,5 55 57	0,016	0,030	2.07 2,67	2,5		0.08	-	0,52	

н $\frac{\chi^2 - E(\chi^2)}{D(\chi^2)}$ подсчитаны для части характерных опытов ввиду громоздкости подсчетов. Численные значения этих величин приведены в таблице 1.

На рис. 4 приводятся гистограммы опытных данных $\frac{n_{max}}{h_{\kappa p}}$, для двух значений параметра—*Fr* апроксимированные кривой Гаусса.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований получены: зависимость математических ожиданий волновых глубин от показателей русла потока; зависимость дисперсий волновых глубин от тех же показателей; кривые распределения вероятностей тех же глубин; место образования волн.

Полученные результаты, при некотором дополнении новыми опытами, при разных уклонах канала, позволят вполне определенно ставить вопрос о размерах быстротоков с катящимися волнами. Для этой цели в настоящее время в Институте энергетикм и гидравлики АН Армянской ССР ведутся опыты.

Институт энергетики и гизравлики АН Армянской ССР

Поступило 10 Х 1958



F2 0.45





Рис. 4. Гистограммы распределения вероятностей для различных значений параметра Fr^{-i} .

Հ. Հ. ՎԱՄԲԱՐՑԱՆ, Ն. Ն. ՄԱՑԻԼՑԱՆ

ԳԵՐՔՈՒՌՆ ՀՈՍԱՆՔՈՒՄ ԳԼՈՐՎՈՂ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ամփոփում

Սույն աշխատանքը հանդիսանում է հնդինակնհրի նախորդ աշխատանքի [1] շարունակունյունը և նպատակ է հնտապնդում շարադրել դերբուոն հոսանրում առաջացող դլորվող ալիքների բարձրունյան ուսուննասիրման ուղղու-/ժլամբ կատարված փորձնական հետաղոտունյան արդյունքները։ Հետաղոտու-/ժլունների ըննացքում օսցիլոդրաֆի օգնունյամբ կատարված է ալիքների խորտնյունների անընդհատ գրանցում, փորձերը կատարված են մոդելի երկայնական նեքունյան մեկ արժնքի, հատակի և պատերի խորդուրորդունյան երկու արժեքի դեպքում: Ջոր ծախսը փոփոխվել է բավականին մեծ սահմաններում՝ 1,0–16,0 լ/վրկ-Մոդելի երկարունյան ազգեցունյունը որոշելու համար փորձերը կատարվել են արադահոսի սկղրից տարբեր հեռավորունյունների վրա։

Նմանուխյան և չափումների տեսուխյան օդնուխյամը ստացված են էմպիրիկ կապակցուխյուններ՝ ալիջների բարձրուխյունների մախևմտաիկական սպասողականուխյան և հոսանքի ու հունի խարակտերիստիկաների միչեւ Կապակցուխյուն է ստացված նաև ալիջների բարձրուխյունների դիսպերսիայի և վերոհիշյալ խարակտերիստիկաների միջնւ

Փորձերի տվյալները մաժեմատիկական ստատիստիկայի մեժողներով մշակելու միջոցով ստացված է ալիքների բարձրուժյունների բաշիսման կորի տեսքը։ Դա Գաուսի կամ նորմալ բաշիսման կորն է։

Ինչպես երևում է նկ. a_a , ալի քների խորուխլունների մախեստաիկական սպառողականուխյան չափաղուրկ մեծուխյունը՝ կախված $\overline{a} = \frac{a_k}{h_{kn}}$ արագահոսի

չափազուրկ s հրկարու/ժյան աճից կրում է որոշակի փոփոխու/ժյուն։ Երբ s = 0, a_h = 0,75 — 0,80։ Սա փաստորեն հոսանքի երկրորդ կրիտիկական խորու-/ժյունն է, որի դեպքում հոսանքը բուռն վիճակից անցնում է դերթուռն վիճակի։

Հետադայում հրա 0 < s < 300, $a_h \sim p$ իջման կորի սահմաններում հոսանքի խորունվունն է ներկայացնում, որը, $s \approx 250 - 350$ արժհքների դեպքում, ձդտում է հավասարաչափ շարժման խորունվանը։

Հենց այս զոնան էլ հանդիսանում է գլորվոզ ալիջների սաղմնավորման վայրը (այստեղ ավելորդ չե նշել, որ ջրի գ ծախսի փոփոխմամբ կարելի է այդ զոնան տեղափոխնլ ջրատարի երկայնքով վերե կամ ներջև, սակայն չափազուրկ $\frac{s}{h_{\kappa\rho}}$ երկարությունը հնում է հաստատուն՝ մոտ 250–350):

Հնտադայում, նրը s > 350, a_h -ը արդեն բնորոշում է ալիջների խորությունները։ Ինչպես երևում է նկ. 2, իրենց առաջացման զոնայից հետո ալիջները բավականին ինտենսիվ կերպով աճում են, մեկ-մեկու կլանելով և մեծացնելով իրենց խորությունը (այստեղ խոսջը ալիջների՝ ճակատային մասի հաax խորության մասին է նկ. 1)։

Սակայն արդեն s = 2500 – 3000 արժեքներից սկսած, ալիքների լառրունկունների աճը դործնականորեն դադարում է, և $a_h \rightarrow 0,7 - 0,8$ ։

Էական նշանակություն ունի նաև ալիքալին կողությունների դիոպերսիաների կապուջրատարի հրկարության հետ։

Նկ. 26 այդ կապը արտահայտված է գրաֆիկորևու Ինչպես հրևում է գրաֆիկից, դիոպիրսիան աճում է Տ-ի աճին զուդընվաց և նույնպես ձգտում է որոշակի հաստատունի։

Ներկա աշխատանքը, լրացուցիչ հնտաստոտիցյունների հետ միասին, հնարավորուխյուն կտա ճիշտ որոշել արագահոսններում առաջանալիք ալիջների մեծուխյունը և համապատասխան կերպով հաշվի առնել այն նման կառուցվածքների նախադծման ժամանակ։

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахметев Б. А. Гидравлика, 1932.

1

2. Гамбарян А. О., Маилян Н. Н. Экспериментальное исследование катящихся воли в сверхбурном потоке. "Известия АН Армянской ССР" (серия ТН), т. ХІ, № 4, 1958.