

ГЕОМОРФОЛОГИЯ

С. М. ИСААКЯН

О МЕХАНИЗМЕ РУСЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Русловые процессы состоят из ряда сложнейших механических и геоморфологических явлений, связанных с перемещением жидкости, вернее дисперсного материала по размываемому руслу.

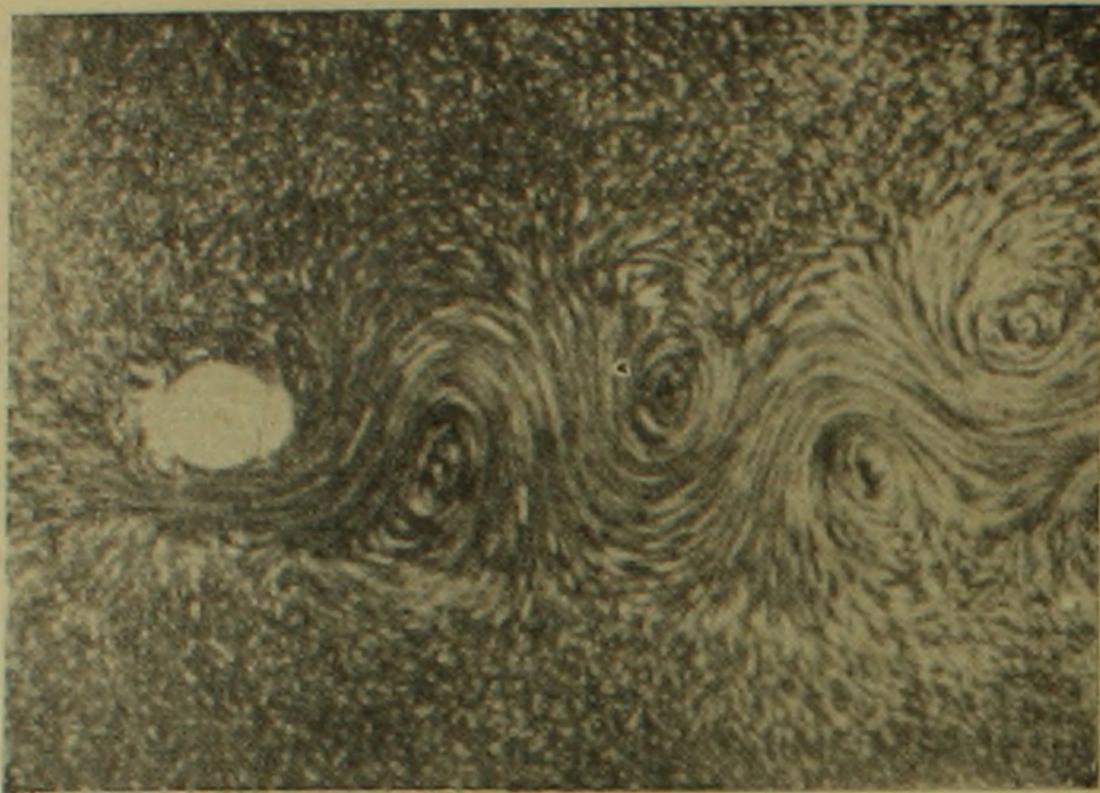
Как отмечает С. Лелявский, движение воды является основной двигательной пружиной русловых процессов. Поэтому, исследование процессов развития форм рельефа русла тесно связано с исследованиями структуры потока.

Так как русловые явления представляют собой скрещение процессов взаимодействия жидкости и размываемого русла, естественно появление в литературе богатого материала натуральных, лабораторных и теоретических исследований русловых процессов, отражающего разные стороны явления.

Как указал Гельмгольц, затрата энергии на преодоление сопротивлений движению жидкости проявляется образованием в потоке поверхностей разрыва скорости, или так называемых вихревых поверхностей [12]. Дальнейшее исследование вихрей привело к выявлению неустойчивости вихревых поверхностей [13], и, к указанию на устойчивую форму их существования в виде шахматно расположенных вихревых пар разного знака, что в честь автора этих исследований получило название — дорожка Кармана. Впоследствии Н. Е. Кочиным было теоретически установлено, что в общем и шахматная система вихрей неустойчива, но было показано, что среди всех параллельных вихревых цепочек наибольшей устойчивостью обладают такие, в которых отношение ширины дорожки h к расстоянию вихрей l равно 0,2806 (фиг. 4) [13].

Имеющиеся ранее данные экспериментов Кармана находятся в полном согласии с этими теоретическими выводами [13]. Согласно данным этих опытов вихревая дорожка, образуемая в следе движущегося тела сама медленно двигается в направлении движения этого тела со скоростью в 5—6 раз меньше его скорости, без нарушения своей структуры. На фиг. 1 приведена картина движения жидкости в следе бесконечного цилиндра, полученная Карманом фотографированием линий тока, визуализированных алюминиевым порошком. При этом он исходил из предположения идентичности этой картины с таковой при обтекании цилиндра.

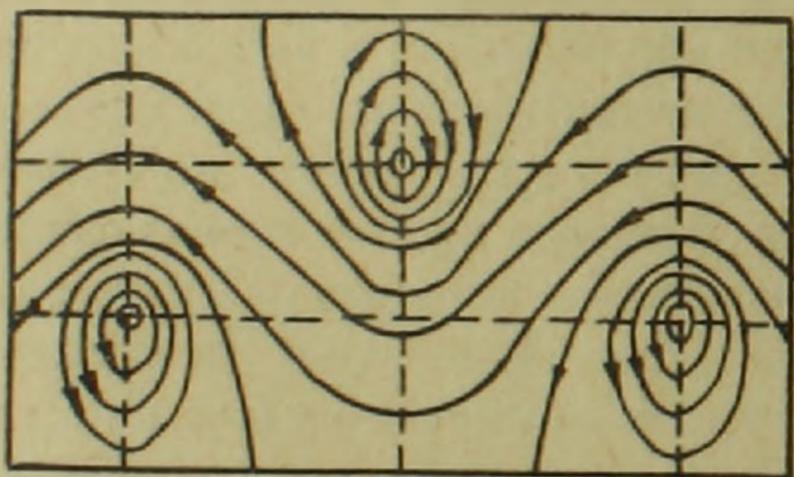
Линии тока, построенные теоретически по формуле (2) для шахматной дорожки вихрей, приведены на фиг. 2. Сходство этих движений очевидное. Как видно из фиг. 1 и 2, рассматриваемая вихревая система, в



Фиг. 1. Дорожка вихрей, полученная Карманом при обтекании бесконечного цилиндра.

свою очередь, обуславливает извилистое движение жидкости между вихревыми рядами.

Таким образом, как проявление гидродинамического сопротивления при относительном движении жидкости на поверхностях разрыва скорости



Фиг. 2.

образуется дорожка Кармана, которая развивает извилистое движение жидкости между вихревыми рядами, одновременно медленно перемещаясь по направлению основного движения жидкости.

Опыты показывают, что движение струи воды в неподвижной среде той же жидкости развивается извилистой траекторией между

явно сформированными шахматными вихрями, образованными на границах разрыва скоростей [14].

Вода, протекающая по лотку с неразмываемыми стенками и с размываемым дном, откладывает на дне лотка шахматно расположенные вращающиеся области песка, между которыми развивается извилистое движение двухфазной жидкости. Сами же, вращающиеся массы, медленно двигаются вниз по течению [2].

Движение струи воды в однородных песках приводит к тому же результату. Прямолинейный поток оказывается очень неустойчивым. Он быстро перерастает в извилистый, с периодическим размывом левого и правого берегов русла, с откладыванием размывого грунта ниже по течению, образуя волнистое русло с закономерными извилинами [1, 2 и др]. В

данном случае песок ведет себя как подвижная непрерывная среда, подчиняющаяся законам гидродинамики. Этот случай повторяет явления, имеющие место при распространении струи в спокойной жидкости.

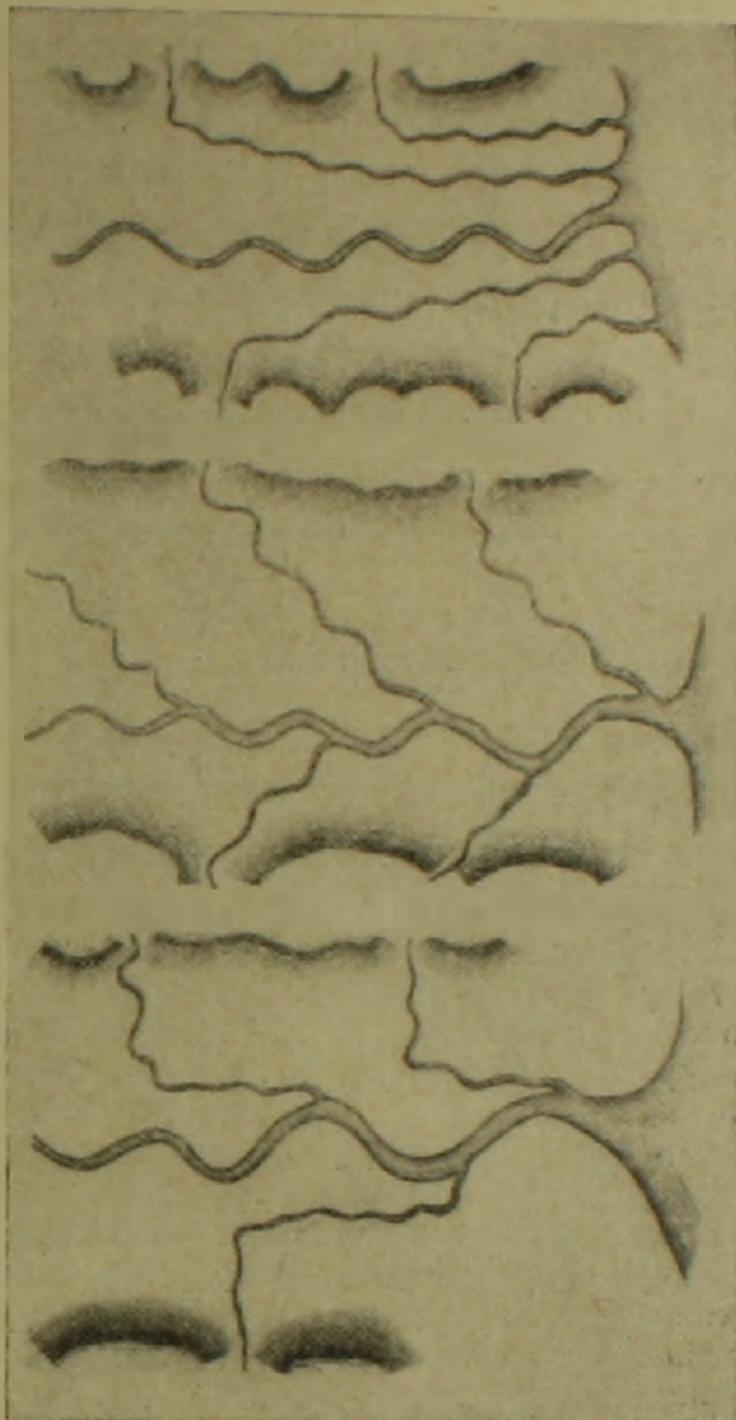
Натурные исследования меандрирующих рек, с образованием побочной извилины и ее перемещений вниз по течению [1, 2, 8, 11 и др.], показывают тождество этих явлений с таковыми, получаемыми в лабораториях на размываемых моделях.

О такой закономерности движения жидкости говорят также перерастания в извилистые русла предварительно выпрямленных рек и каналов [2].

Таким образом приходим к выводу, что дорожка Кармана, будучи носителем гидродинамического сопротивления при относительном движении жидкости, является одновременно причиной перестроения прямолинейного потока в извилистый, меандрирующий. Разница между дорожкой вихрей, полученной Карманом при обтекании тел и таковой, наблюдаемой нами при руслообразующих процессах заключается в том, что в первом случае двигалось твердое тело бесконечных размеров по глубине и конечных на

плане, в бесконечной жидкой среде, а в последнем — имеет место движение струи по сыпучей среде, ведущей себя примерно как жидкость. Размеры струи по глубине конечны, а на плане бесконечны в направлении движения. Эта разница приводит к большей устойчивости образовавшихся на границе разрыва вихрей вследствие их постоянного питания новыми вихрями. А ограниченность глубины потока превращает задачу в пространственную, повторяя явления, наблюдаемые как в горизонтальной плоскости, так и в вертикальной (образование гряд и их перемещение вниз по течению).

Извилистость линий тока в двух ортогональных плоскостях превращает движение жидкости в пространственное — винтовое, действие которого и наблюдаем при русловых процессах: извилистость рек на плане, ступенчатость дна и неровность свободной поверхности воды, которые



Фиг. 3. Реки с выраженными меандрами.
(Индия, по Фергюсону).

повторяются с определенной частотой, согласованность их взаимного расположения, одновременное перемещение вниз по течению формы русла в обеих проекциях.

На основании вышесказанного становится вполне логичным переращение прямолинейного потока в извилистый, меандрирующий.

Имея ввиду неоднократные замечания исследователей [2 и др.] русловых процессов о том, что они происходят с периодичностью крупномасштабной турбулентности, приходим к логичному заключению, что крупномасштабные турбулентные пульсации в потоке являются следствием гидродинамического сопротивления среды движению жидкости.

Проверим вышеприведенное статистическим анализом имеющихся фактических данных (табл. 1), источники которых указаны в графе 9, табл. 1. В графе 3 указаны минимальные и максимальные ширины рек.

Таблица 1

№ п/п	Река и ее расположение	Ширина (в футах)	Длина меандр (фут)	Амплитуда (фут)	h (фут)	$\frac{h}{l}$	$\frac{y_2 - y_0}{y_1 - y_0}$	Источни- ки фак- тически- го мате- риала
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Сакраменто у Чико, Калиф. . .	48—76	6700	2150	1830	0,273	1,48	Bull. of.
2	Ниннеска у Белла, Плайн . . .	80—160	1350	400	330	0,245	1,58	Geol.
3	Нью у Брау Лей, Калиф. . . .	70—90	1475	400	343	0,235	1,53	Soc. of.
4	Миссури у Букнер	350—1550	14600	8850	7660	0,525	1,50	America
5	Миссури у Букнер	550—1950	37100	7700	6560	0,177	1,39	v. 71, 6,
6	Канзас у Элдора	220—800	12750	2850	2410	0,189	1,21	1960.
7	Киссиммее у Окехобе, ФЛ. . .	85—155	1050	1250	1090	0,038	1,91	стр.
8	Арканзас у Мульване, Канз. .	220—360	5650	2150	1860	0,330	1,59	792—793
9	Колорадо у Блите, Калиф. . .	450—1650	25300	8900	7680	0,304	1,43	.
10	Сан Ягуин у Паттерсон, Калиф.	120—280	2400	1600	1385	0,577	1,70	.
11	Джеймс у Форесбург	60—90	2220	1275	1125	0,508	1,51	.
12	Джеймс у Клейтон	80—150	1550	900	780	0,504	1,70	.
13	Сурис	30—60	1100	720	635	0,578	1,50	.
14	Миссури у Лексингтон	450—1150	24400	7100	6160	0,253	1,43	.
15	Сакраменто у Глен, Калиф . .	250—450	7600	3200	2790	0,367	1,54	.
16	Ред у Кампти	400—1200	11400	7000	6070	0,532	—	.
17	Приток Генри у Менон	180—300	2700	2300	2010	0,745	—	.
18	Приток Генри у Менон	110—200	1950	1200	1040	0,535	—	.
19	Кедар у Белграда	60—130	3050	1450	1275	0,418	.	.
20	Кедар у Белграда	90—150	2300	820	710	0,308	.	.
21	Миссури у Винзбук	2132—5460	38580	27400	23600	0,610	.	.
22	Винд и Дюбуа	22—48	205	94	75,5	0,368	.	.
23	Литл Пайп у Вестминстера . .	10—18	145	58	48,5	0,334	.	.
24	Балдвин у Ландер	10—18	185	72	60,0	0,325	.	.
25	Литл Санди у Элхорн	10—16	248	55	46,7	0,188	.	.
26	Приток Буфало у Блак Р. . . .	70—115	990	310	258,0	0,261	.	.
27	Балдвин у Ландер	12—24	165	48	38,5	0,233	.	.
28	Миссипи у Провиденс	2200—5800	53500	11400	9200	0,172	.	.
29	Миссипи у Смитланд	4900—2180	65000	19850	17400	0,268	.	.
30	Миссипи у Розедал	4300—2440	40300	11760	10100	0,251	.	.
31	Нью Форк у Пинедал	48—76	745	225	187	0,251	.	.
32	Лабораторные исследования . .	2—4,8	34	13	10,75	0,316	.	.
33	"	1,2—3,2	28,2	9,5	6,20	0,220	.	.
34	"	2,3—3,0	29,5	8,5	7,10	0,240	.	.
35	Мойен у Кастер., Франс. . . .	627—1120	9040	3760	3140	0,334	.	.
36	Кооса	650—400	8976	6700	5900	0,657	.	.
37	Канзас	850—1700	16400	8550	7500	0,457	.	.
38	Ред	500—1000	10000	5000	4310	0,431	.	.

Продолж. табл. 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
39	Приток Генри у Менон	350—150	2700	2000	1735	0,640		Buul. of.
40	Сакраменто	600—220	6100	3700	3210	0,526		Geol.
41	Миссиммее	130—110	1100	600	515	0,468		Soc. of.
42	Сакраменто	700—350	8340	3600	3100	0,372		America
43	Джеймс	110	2220	600	—	0,270		v. 71, 6,
44	Сури	140	1800	1040	—	0,578		1960, стр.
45	140	1840	1240	—	0,673		792—793
46	120	840	500	—	0,959		.
47	100	1140	800	—	0,702		.
48	Ред	600	7400	2100	—	0,283		.
49	Опыт 70В (18 точек)	0,735— 0,625	2	0,15	—	0,075		Geological Survey
50	Опыт 70С (10 точек)	1,93	0,27	—	0,140		Prof. pa- per. 282-D.,
51	Опыт 71А (14 точек)	1,06	0,15	—	0,141		стр. 118,
52	Опыт 71В (4 точки)	1,15	0,27	—	0,235		119, 133,
53	Опыт 72—78 (7 точек)	—	2,0	0,57	—	0,285		134
54	Карадзи, пр. Аргичи, Арм.	—	175 м	95,3	—	0,545		Аэрофо- тосъем-
55	Гельские родники, Арм.	—	78,1 м	32,8	—	0,420		ки Се-
56	Варденик, Арм.	—	165 м	32,6	—	0,198		ванского
57	Родник № 26, Арм.	—	6,5 м	2,37	—	0,365		бюро,
58	Родники №№ 27—28, Арм.	—	6,5 м	3,85	—	0,593		1930 г.
59	Куручай, Арм.	—	62,7 м	26,1	—	0,416		м. 1:5000
60	Дзкнагет, Арм.	—	175 м	51,7	—	0,295		.
61	Макенис (Карчахпюр), Арм.	—	62 м	—	—	0,405		.
62	Ганга и притоки	—	—	—	—	0,250		Fergn- son J.
63	—	—	—	—	0,200		Quart. J.
64	—	—	—	—	0,210		Geol
65	—	—	—	—	0,300		Soc.
66	—	—	—	—	0,283		London,
67	—	—	—	—	0,271		1863
68	—	—	—	—	0,300		.
69	—	—	—	—	0,300		.
70	—	—	—	—	0,280		.
71	—	—	—	—	0,292		.
72	—	—	—	—	0,375		.
73	—	—	—	—	—		.

в графе 4—длина шага l , соответствующая полному периоду колебания русел, A —амплитуда колебания, измеренная между геометрическими осями реки в самом широком сечении.

Рассматривалась 121 точка, в основном, по американским, индийским и армянским рекам.

а) Определение вихревой характеристики меандр

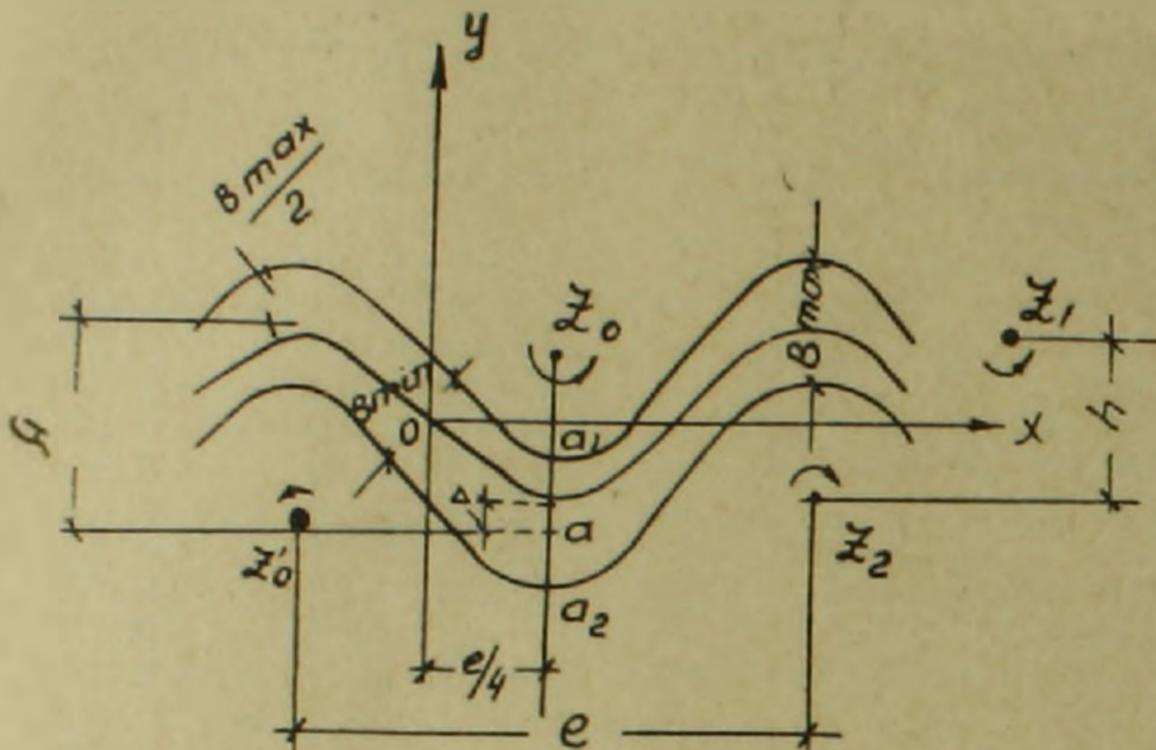
Пусть вихри расположены в комплексной плоскости $z = x + iy$ в точках z_0, z_1, z_2, \dots с положительной интенсивностью Γ и z_0, z_2, z_4, \dots с отрицательной интенсивностью $-\Gamma$, тогда комплексный потенциал вихревого поля будет

$$\omega = \varphi(x, y) + i\psi(x, y) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\sin \frac{\pi}{l} (z + z_0)}{\sin \frac{\pi}{l} (z - z_0)}, \quad (1)$$

где $z_0 = \frac{l}{4} + i \frac{h}{2}$, l — расстояние вихрей в ряду, h — расстояние между рядами (фиг. 4).

Выделив функцию тока $\psi(x, y)$, получим:

$$\psi(x, y) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \ln \frac{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left(y + \frac{h}{2} \right) + \sin \frac{2\pi x}{l}}{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left(y - \frac{h}{2} \right) - \sin \frac{2\pi x}{l}}. \quad (2)$$



Фиг. 4.

Для построения линий тока приравняем ψ постоянной C_i , откуда получается уравнение линий тока в виде

$$\frac{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left(y + \frac{h}{2} \right) + \sin \frac{2\pi x}{l}}{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left(y - \frac{h}{2} \right) - \sin \frac{2\pi x}{l}} = e^{-\frac{4\pi C_i}{\Gamma}}. \quad (3)$$

Уравнение осевой линии тока, проходящей через точку $x=0$, $y=0$, запишется:

$$\frac{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left(y + \frac{h}{2} \right) + \sin \frac{2\pi x}{l}}{\operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left(y - \frac{h}{2} \right) - \sin \frac{2\pi x}{l}} = 1. \quad (4)$$

Подставив в (4) $x = \frac{l}{4}$, найдем y_0 в точке „а“, которая с учетом $\frac{h}{l} = 0,28$ для устойчивой дорожки Кармана, будет

$$\frac{y_0}{h} = 0,557, \text{ или } \frac{y_0}{l} = -0,156, \quad (5)$$

$$\frac{2y_0}{h} = -1,114, \text{ или } \frac{2y_0}{l} = -0,312, \quad (5')$$

т. е. амплитуда колебания гидравлической оси извилистого потока в дорожке Кармана $\frac{2y_0}{h}$ на 11,4% больше ее ширины h .

Учитывая, что разность постоянных ($C_1 - C_2$) линий тока определяется расходом жидкости Q , проходящим между этими линиями, определим точки пересечения a_1 и a_2 предельных линий тока извилистого потока в сечении $x = \frac{l}{4}$. С этой целью подставим в (3)

$x = \frac{l}{4}$, $c_2 = \frac{Q}{2}$, $c_1 = \frac{3Q}{2}$, получим:

$$\frac{y_2}{l} = \frac{1}{2\pi} \ln \operatorname{cth} \frac{\pi Q}{2\Gamma}, \quad (6)$$

$$\frac{y_1}{l} = \frac{1}{2\pi} \ln \operatorname{cth} \frac{3\pi Q}{2\Gamma}. \quad (6')$$

Здесь неизвестно значение Γ , которое определяется из следующих соображений.

Из (1) определяем функцию комплексной скорости, которая на осевой линии получает следующее значение:

$$\left| \frac{dw}{dz} \right| = \frac{\Gamma}{l} \frac{\operatorname{ch} \frac{2\pi y_0}{l}}{\left[\left(\cos \frac{2\pi x}{l} \operatorname{ch} \frac{2\pi y_0}{l} \right)^2 + \left(\sin \frac{2\pi x}{l} \operatorname{sh} \frac{2\pi y}{l} + \operatorname{sh} \frac{2\pi y_0}{l} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (7)$$

Максимальное значение скорости, которое имеет место в самом узком сечении потока, т. е. в точке $x = 0$, $y = 0$, равно:

$$\left| \frac{dw}{dz} \right|_{x=0, y=0} = \frac{\Gamma}{l} = v_{\max}. \quad (8)$$

Учитывая двумерность задачи, напишем условие неразрывности в виде

$$Q = B_{\min} \cdot v_{\max}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) получаем:

$$\frac{Q}{\Gamma} = \frac{B_{\min}}{l}. \quad (10)$$

Тогда, согласно (5), (6), (6') и (10) получаем:

$$\frac{y_1 - y_0}{y_2 - y_0} = \frac{\ln \operatorname{th} 4,71 \frac{B_{\min}}{l} - 0,156}{\ln \operatorname{th} 1,57 \frac{B_{\min}}{l} - 0,156}. \quad (11)$$

Расчеты по (11) для ряда рек дают:

$$\frac{y_2 - y_0}{y_1 - y_0} \approx 1,5 \text{ (см. гр. 8 табл. 1).}$$

Сдвиг Δ гидравлической оси извилистого потока в сечении $x = \frac{l}{4}$ получает следующее значение:

$$\Delta = \frac{B_{\max}}{2} - \frac{B_{\max}}{2,5} = 0,1 B_{\max}.$$

(Пусть $y_1 - y_0 = B_1$, $y_2 - y_0 = B_2$, $\frac{B_2}{B_1} = 1,5$, тогда $B_1 + B_2 = 2,5 B_1 = B_{\max}$).

Поправка

$$\frac{A}{2} - \Delta = y_0 = 0,557h,$$

откуда

$$h = \frac{A - 0,2 B_{\max}}{1,114}. \quad (12)$$

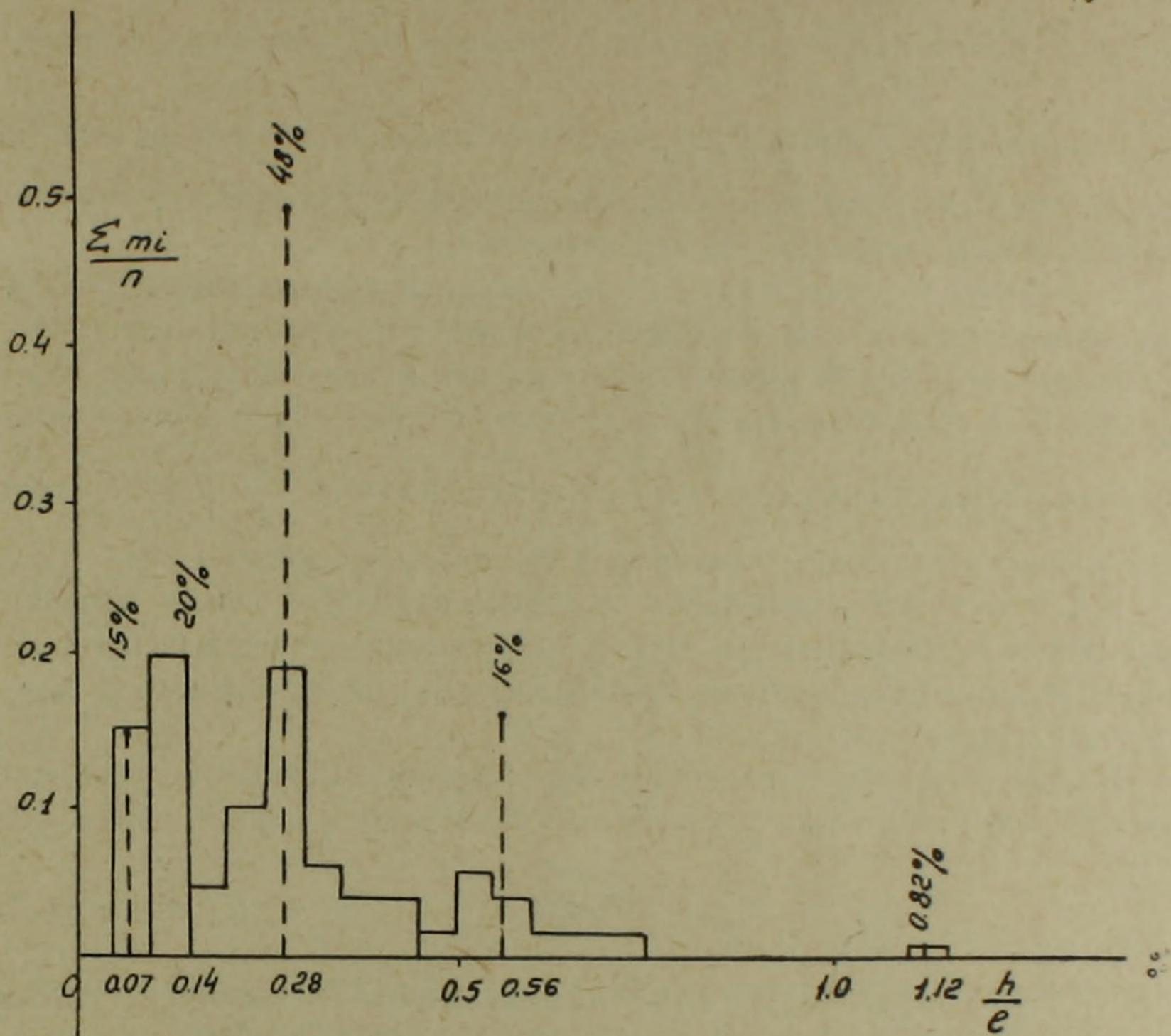
б) Статистический анализ вихревой характеристики меандр

В соответствии с выражением (12) были вычислены $\frac{h}{l}$ для имеющихся рек. Там, где отсутствовали данные о максимальной ширине реки, ее величина была заменена $\frac{A}{l}$, что для малых рек незначительно больше $\frac{h}{l}$. Удельный вес таких точек в ряду небольшой. Эти данные приведены в графе 7, табл. 1.

Среднеарифметическое значение $\frac{h}{l}$ для всех 121 точек получается 0,281, точностью равной таковой для устойчивости вихревой дорожки. Однако, разброс этих значений охватывает область $\frac{h}{l} = 0,07 - 0,56$ (кроме одной точки), что заставляет глубже вникать в их значение.

Стараясь оценить вероятность получения $\frac{h}{l} = 0,281$, пользуемся существующими методами статистического анализа. Переписываем табл. 1 в убывающем порядке величины $\frac{h}{l}$. Разбиваем ее на группы с интервалом изменения $\frac{h}{l}$, равным 0,05. Определяем вероятность появления значений $\frac{h}{l}$ в каждом интервале $\frac{\sum m_i}{n}$, где $\sum m_i$ количество точек, входящих в данный интервал, n —общее количество точек, равное 121. По этим данным строим гистограмму, представленную на фиг. 5 жирными линиями. Наблюдается концентрация точек вок-

руг пиков со значениями $\frac{h}{l} = 0,07, 0,14, 0,28, 0,56$ и $1,12$. Концентрация точек вокруг каждого пика в процентном отношении приведена на той же фиг. 5 пунктирными линиями. Почти 50% точек



Фиг. 5.

находится в области $\frac{h}{l} = 0,28$, 35% — в области $\frac{h}{l} < 0,28$ и 17% — в $\frac{h}{l} > 0,28$, т. е. наиболее массивная вероятность получается у пика $\frac{h}{l} = 0,28$.

Заметим, что значение $\frac{h}{l}$ в каждом следующем пике представляет удвоенную величину его значения в предыдущем пике.

Рассмотрение распределения точек вокруг пиков $\frac{h}{l} = 0,28$ и $0,56$ показывает, что они подчиняются нормальной кривой Гаусса с коэффициентом асимметрии для этих областей, равными $0,0098$ и $0,0513$, и с коэффициентами эксцесса, отличающимися от 3 на $0,42$ и $0,62$. Так как

для областей пиков $\frac{h}{l} = 0,07$ и $0,14$ не имеется данных о распределении точек, мы не пытались строить общую кривую распределения вероятностей. Но, исходя из предыдущего анализа, где наибольшая вероятность попадает на область $\frac{h}{l} = 0,28$, а также учитывая, что среднеарифметическая ряда величин $\frac{h}{l}$ равна $0,281$, приходим к выводу, что распределение вероятностей для всего ряда также симметричное. Это свойство симметричных кривых распределения вероятностей.

Таким образом, результаты статистического анализа характеристик меандрирующих рек и каналов количественно оправдывают теоретическое предположение о вихревом происхождении меандр, вследствие гидравлического сопротивления русла движению жидкости. А именно, наиболее устойчивая вихревая система с характеристикой $\frac{h}{l} = 0,2806$ имеет наибольшую вероятность появления в русловых процессах (48%).

В п. 3 настоящего сообщения проведена параллель между крупномасштабной турбулентностью, руслообразующими процессами и гидродинамическим сопротивлением. Здесь приводим сравнительный количественный анализ этих явлений

Исходя из теории пограничного слоя Кармана, Латцко получил следующую зависимость для турбулентных пульсаций в прямой трубе [14]

$$\frac{l}{d} = 0,693 Re^{0,25}. \quad (13)$$

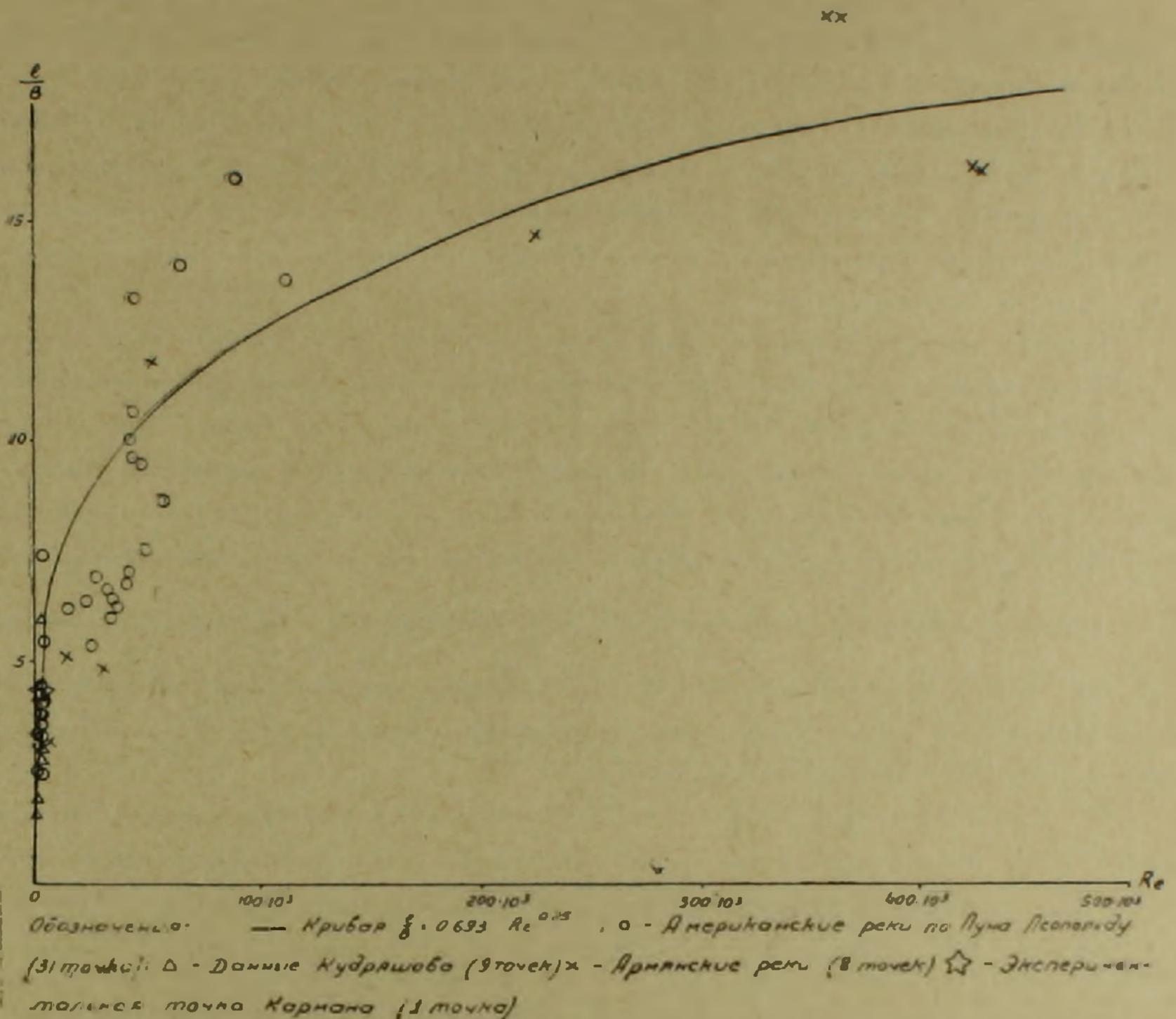
Здесь l — длина шага турбулентных пульсаций, d — диаметр трубы, Re — число Рейнольдса, отнесенное к диаметру трубы.

Если учесть, что $l = \frac{v}{n}$, где v — скорость потока, n — частота пульсации, то $\frac{l}{B} = \frac{v}{nB} = \frac{1}{St}$, где St — число Струхала, тогда (13) можно написать в следующем виде:

$$St = 1,443 Re^{-0,25} \quad (14)$$

Предполагая, что форма поперечного сечения естественных русел должна подчиняться гидравлически наивыгодным условиям, принимаем площадь поперечного сечения равной площади полукруга с диаметром, равным ширине русла— B . Тогда, выбирая реки, данные о которых позволяют определение величины $\frac{l}{B}$ и $Re = \frac{8Q}{\pi B^2 v} = \frac{2,55Q}{vB}$ для них, наносим эти величины на кривую (13) фиг. 6. (Кинематический коэффициент вязкости принят $0,015 \text{ см}^2/\text{сек}$ для моделей и родников, а для рек— $0,018$)

Точки эти, в количестве 58, сопровождают кривую (13) на фиг. 6. Точка Кармана, полученная при обтекании цилиндра в условиях $Re = 2320$, имеет $\frac{l}{B} = 4,3$ и также хорошо ложится на кривой (13).



Фиг. 6.

Выводы

1. Гидродинамическое сопротивление, выраженное в форме вихревой дорожки Кармана, является причиной образования речных меандр.

2. Явления крупномасштабной турбулентности также возникают вследствие гидродинамического сопротивления и образования шахматных вихрей.

3. Все русловые процессы обусловлены гидродинамическим сопротивлением русла движению жидкости.

Автор глубоко признателен академику АН Армянской ССР И. В. Егиазарову, за проявленный интерес к данной работе и ценные советы.

Ս. Մ. ԻՍԱԱԿՅԱՆ

ՀՈՒՆԱԿԱԳՄՈՒԹՅԱՆ ԵՐԵՒՅԹՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ս. մ. փ. ո. փ. ո. ո. մ.

Հունակագմության երևույթները, որոնք ըստ էության ներկայացնում են հեղուկի շարժման օրինաչափությունների անորոշարձումը հունի ձևի վրա, ուսումնասիրված են երկար տարիների ընթացքում շատ հեղինակների կողմից: Սակայն այնպիսի երևույթներ, որպիսիք են բնական հունների ոլորապտույտ բնույթը, նրանց հատակների աստիճանաձևությունը, այս ձևերի տեղափոխությունը հոսանքի ուղղությամբ, դեռևս մնացել են առանց գիտական բացատրության և հիմնավորման:

Այստեղ առաջ է քաշվում այն տեսակետը, որ հունակագմության երևույթները հետևանք են հեղուկի շարժման նկատմամբ հունի դիմադրության:

Հիմքում դրված է Հելմհոլցի սկզբունքն այն մասին, որ որպես միջավայրի դիմադրության արտահայտություն հեղուկի հարաբերական շարժման ժամանակ առաջանում են մրրկային մսկերևույթներ: Համաձայն կայունության տեսության այսպիսի մակերևույթներն անկայուն են և արագ վերստիվում են $\frac{h}{l} = 0,280$ բնութագրով շախմատային դասավորության մրրկային սիստեմի:

Այն իր հերթին պայմանավորում է սինուսոիդալ հոսքի գծերի առաջացումն իր ազդեցության տիրույթում, որոնք մրրկային սիստեմի հետ միասին դանդաղ սահում են հոսանքի ուղղությամբ:

121 գետերի ու լաբորատոր մոդելների տվյալների վիճակագրական հետալոտությամբ ապացուցված է, որ ամենամեծ հավանականություն ունեն գետերի այն ոլորապտույտները, որոնց համասպատասխան մրրկային սիստեմների համար $\frac{h}{l} = 0,281$:

Առաջադրված սկզբունքի այսպիսի բանական արգարացումը միանգամայն բավարար ենք համարում այն հաստատված ճանաչելու համար:

Նկատի ունենալով վերոհիշյալը, ինչպես նաև հունակագմության առնչությունը ցածր հաճախականության տուրբուլենտականության հետ, համեմատական քննությամբ ցույց է տրված, որ ըստ երևույթին տուրբուլենտականությունը հունակագմության երևույթները հետ միասին ունեն մի ընդհանուր պատճառ՝ հեղուկի շարժման նկատմամբ միջավայրի դիմադրությունը, որի վերը նկարագրված մեխանիզմը պայմանավորում է դիտված երևույթներն երկու ասպարեզներում էլ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Leliavsky S. An Introduction to fluvial Hydraulics, 1955.
2. Великанов М. А. Динамика русловых потоков, т. 1, 2, 1954—1955.
3. Попов И. В. Тр. ГГИ, в. 44 (98), в. 49 (103), 1955; в. 56 (110), 1956.
4. Ляпин А. Н. Тр. ГГИ, в. 44 (98), 1954; в. 56 (110), 1956.
5. Коновалов И. Н., Баланин В. В. Доклад на 3-м Всесоюзном съезде гидрологов в. 4, 1957.
6. Ferguson J. Quart. J. Geol. Soc., London, 1863.

7. Rke Sunborge. *Geografiska Ann., Arg.*, 38, h., 2—3, Stockholm, 1956.
8. Макнавеев Н. И. Русло реки и эрозия в ее бассейне, 1955.
9. Федоров Н. Н. *Тр. ГГИ*, 44 (98), 1954.
10. Werner P. W. *Trans. Am. Geol. U.*, v. 32—6, pp. 898—902, 1951.
11. Егiazаров И. В., Кондратьев Н. Е. Доклад на 10-м конгрессе МАГИ, 1965.
12. Гельмгольц Г. Два исследования по гидродинамике. 1902.
13. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидродинамика, 1948.
14. Линчевский И. Н. Влияние ширины нижнего бьефа на сопряжение бьефов, 1934.
15. Leopold Luna B. и др. *Am. Geoph. Union*, 34, 6, 1953; *Geological Survey Prof. Paper*, 282—A, 1956; 282—B, 1957; 282—C, 1957; 282—D, 1960; 282—E, 1960; *Bull. Geol. Soc. Am.*, 71, 6, 1960.