

ГИДРАВЛИКА

И. В. Егназаров, действ. чл. АН Арм. ССР

Коэффициент f начальной влекущей силы транспорта влекомых потоком наносов

(Представлено 10 V 1950)

Сопоставляя лобовое воздействие потока на обтекаемое зерно наноса с силой, необходимой для влечения потоком наносов, можно определить начальную влекущую силу как:

$$S_0 = \gamma R_{0i} = 2g \frac{f'}{C^2 C_x} (\gamma_n - \gamma) d = f (\gamma_n - \gamma) d \quad (1)$$

где f' и f — безразмерные коэффициенты (C_x — коэффициент лобового сопротивления, C — коэффициент Шези, d — диаметр зерна, γ_n и γ — удельные веса наноса и жидкости).

Т. к.

$$C_x = \varphi(Re_d) \text{ и } C = \varphi\left(\frac{R}{d}, \frac{C}{Re_R}\right)$$

то
$$f = \varphi\left(Re_d, \frac{R}{d}, \frac{C}{Re_R}\right)$$

Шильдс ⁽¹⁾ показал, что $f = \varphi(Re_d)$. Если считать, что

$f' = 2g \frac{f'}{C^2} = \text{const.}$, что подтверждается опытом, то коэффициент

$$f = \varphi\left(\frac{1}{C_x}\right) \quad (2)$$

и должен следовать за изменением $C_x = \varphi(Re_d)$.

Изменение C_x в функции от числа Рейнольдса хорошо изучено, что позволяет определить возможные изменения коэффициента f , и установить, что для зерен формы близкой к шарообразной, изменение f возможно примерно вдвое, в связи с таким же изменением C_x при переходе через $Re_d = 2 \cdot 10^5$.

Получается возможность определения f и для наносов пластинчатой формы.

В потоках с большими скоростями и относительно крупными наносами, коэффициент f остается постоянным для всех основных фракций, если для всех этих фракций $Re_d > 2 \cdot 10^5$, и поэтому начальная влекущая сила и расход донных наносов достаточно полно определяются величиной d_{cp} для такой смеси.

То же относится и к опытам с наносами в лотках, т. к. для большинства случаев Re_d будет меньше $2 \cdot 10^5$ к f будет колебаться в небольших пределах, в соответствии с небольшими колебаниями C_x .

Только для потоков с малыми скоростями и мелкими фракциями наносов на значение S_0 и g (расход наносов) будет влиять состав смеси, дополнительно к влиянию величины d_{cp} ; но такое влияние будет учтено введением в расчёт соответствующего значения для C_x и следовательно для f .

Поэтому теряет смысл введенный Крамером модуль неоднородности смеси M ; к выводу о необоснованности введения модуля смеси M эмпирически пришел Чанг и отчасти Казей, Индри и американская лаборатория USWES.

Автором использованы опыты многочисленных исследователей и получена зависимость (фиг. 1) для $f = \varphi(Re_{*d})$ и для $S_0 = \varphi[(\gamma_n - \gamma) d_{cp}]$ — фиг. 2, которая даёт для f значение 0,030 для малых Re_{*d} , и 0,06 для больших Re_{*d} , что отвечает отмеченным выше изменениям C_x .

То обстоятельство, что для больших значений Re_{*d} величина f остается неизменной, указывает на малое влияние относительной шероховатости и подтверждает предположение о том, что

$$f'' = 2g \frac{f'}{C^2} \approx \text{const.}$$

Таким образом многочисленные, обработанные автором, опыты разных исследователей подтверждают зависимость полученную Шильдсом по своим немногочисленным опытам, проведенным с наносами различного удельного веса.

Переход от значений f равных 0,030 (у Шильдса 0,033) к значениям 0,060 Шильдс связал с условиями обтекания при различных соотношениях размера выступов шероховатости d и толщины ламинарного слоя δ . Но Шильдс не дал приведенного выше обоснования перехода минимального значения $f = 0,030$, к максимальному $f = 0,060$ для больших значений Re_d .

Для очень мелких фракций обтекание является ламинарным, что сказывается на значениях для S_0 и для f .

Шильдс показал что S_0 стремится к постоянному пределу, равному

$$S_0 = \left(\frac{\gamma}{g} \right)^{1/3} [0,1 \nu (\gamma_n - \gamma)]^{2/3} \neq \varphi(d) \quad (3);$$

для $\gamma_n = 2,7$; $\gamma = 1$; $\nu = 0,012$ предельное значение $S_0 = 0,016 \text{ кг/м}^2$.

0,06

f

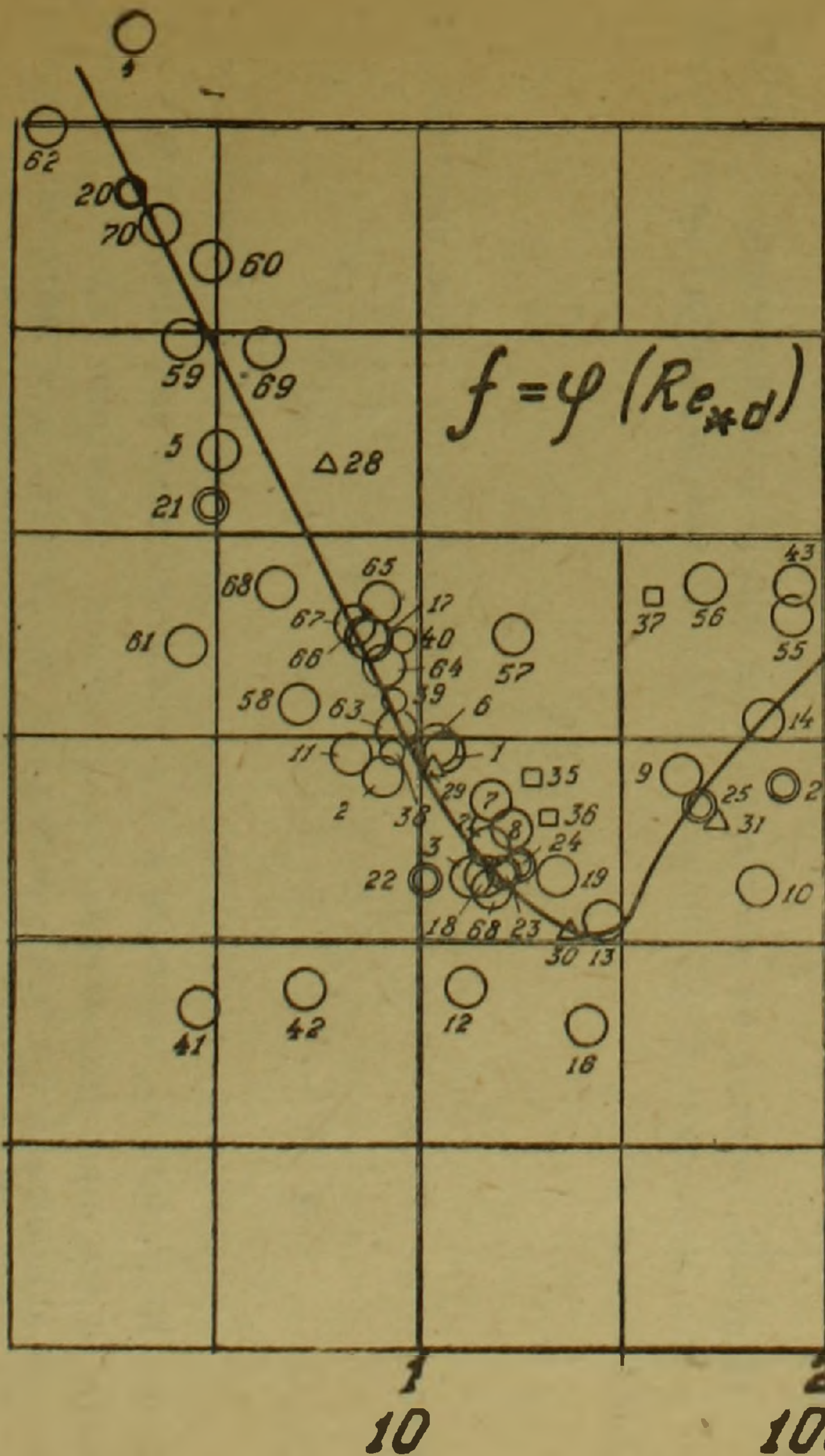
0,05

0,04

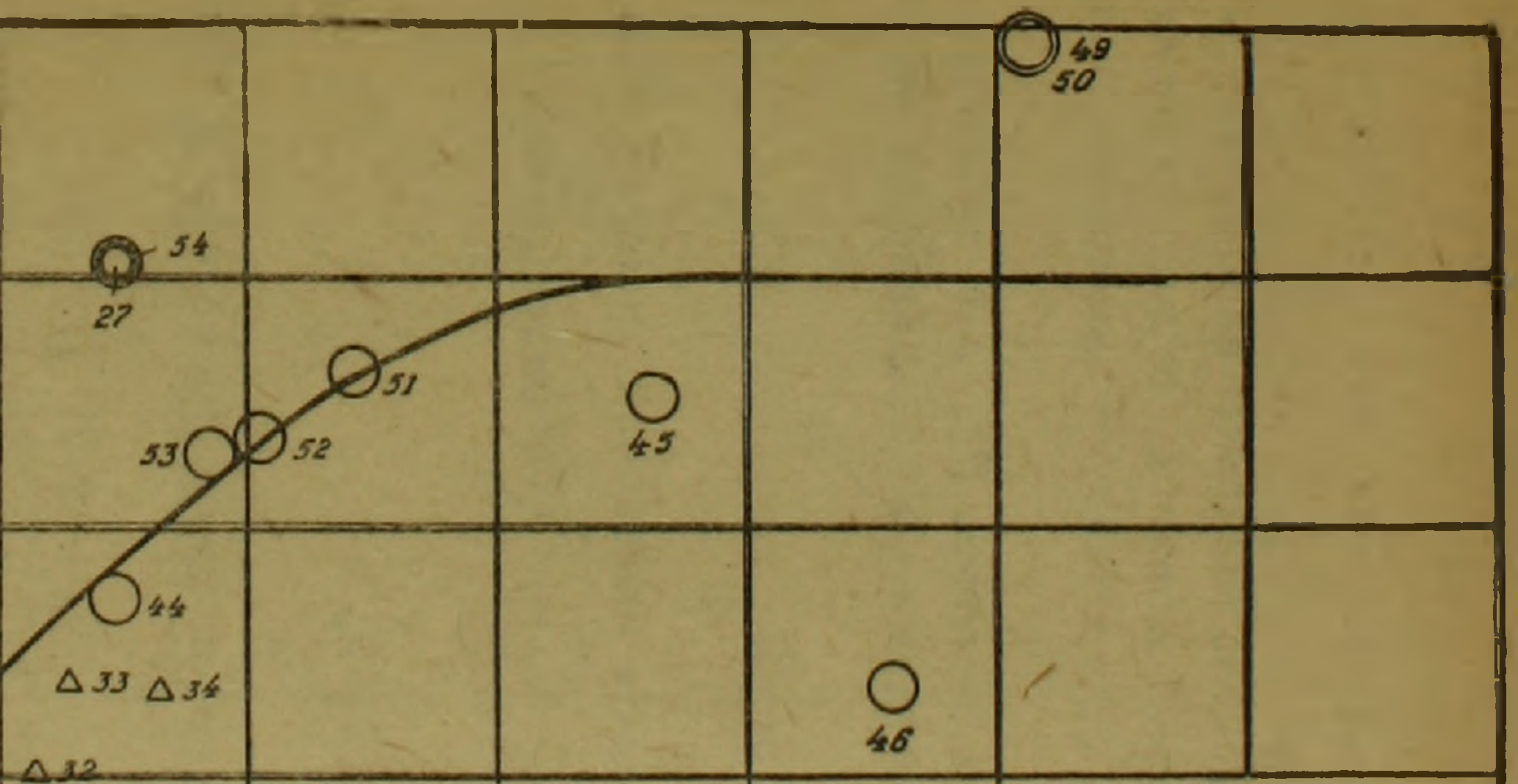
0,03

0,02

$$f = \varphi(Re_{*d})$$



Фиг



○ Крамер 1-3, Унгури 21-30,
 USWES 31-39; Соколов 44
 ЧОНЭ 45-56, Казей 57-72
 54- $f_H = 2,05$
 55- $f_H = 3,89$

$f_H = 2,65$

○ Шулбге-Казей 73-79
 - Шулбберт 80

△ " " $f_H = 4,25$

□ " " $f_H = 1,27$

○ " " $f_H = 1,06$

1000

10000 $\lg Re_{end}$

Следовательно, значения f возрастают в ламинарной зоне с уменьшением d и с уменьшением Re_d (см. фиг. 1).

Влияние формы зерна заметно сказывается при резком отходе формы от приближенно-шарообразной.

На фиг. 3 дано сопоставление расхода влекомых наносов для обычных наносов и очень плоских из опытов Хопанга; видно уменьшение углового коэффициента в 3 раза, что соответствует изменению коэффициента f примерно в 2 раза.

Таким образом в предложенном автором ^(2,3) для расхода влекомых наносов критериальном уравнении, с безразмерными комплексами

$$\frac{p''}{i^{1/2}} = \varphi \left(\frac{S-S_0}{S_0} \right) \quad (4)$$

необходимо считать S_0 с учетом влияния изменений коэффициента f .

Зависимость между комплексами $\frac{p''}{i^{1/2}}$ и $\frac{S-S_0}{S_0}$ получилась (2,3) линейная

$$\frac{p''}{i^{1/2}} = 0,015 \frac{S-S_0}{S_0} \quad (5);$$

и расчетная формула для расхода наносов была приведена к такому виду:

$$q'' = \frac{0,015}{f} \gamma q' i^{3/2} \frac{R}{d} \left[1 - f \frac{\gamma_H - \gamma}{\gamma} \frac{d}{Ri} \right] \quad (6)$$

Поэтому, исходя из полученного на фиг. 1 и 2 значения $f = 0,030$ при таких значениях Re_d , когда $C_x = 0,4$, можно выразить f следующей зависимостью от C_x

$$f = \frac{0,012}{C_x} \quad (7)$$

и уравнение для расхода влекомых наносов получит такое выражение:

$$q'' \cong C_x \gamma q' i^{3/2} \frac{R}{d} \left[1 - \frac{0,012}{C_x} \frac{\gamma_H - \gamma}{\gamma} \frac{d}{Ri} \right] \quad (8)$$

Следовательно, для горных потоков при неизбежно больших значениях Re_d , при C_x близком к 0,2 для неплоских наносов, расход наносов будет, при прочих равных условиях, примерно вдвое меньше, чем по лабораторным экспериментам в лотках, для которых нужно считать $C_x = 0,4 - 0,5$.

Таким образом ур. (8) моделирует явление при условии принятия правильного значения C_x в соответствии с режимом потока и условиями обтекания зерна.

$\lg S_0$
ep/m²

$$S_0 = \varphi [d(f_H - f)]$$

- Кроммер 1-3; Умбри 21-30;
USWES 31-39; Соколов 44;
ЧОНЗ 45-56; Казей 57-72
54- $f_H = 2,05$
55- $f_H = 3,89$
- Шулбге-Казей 73-79
- Шулбберт 80
- △ " " $f_H = 4,25$
- " " $f_H = 1,27$
- " " $f_H = 1,06$

$d = 2,65$

1 2 3 4 5 6
10 60 100 1000 10000 100000 $\lg [d(f_H - f)]$

Фиг. 2.

0,030

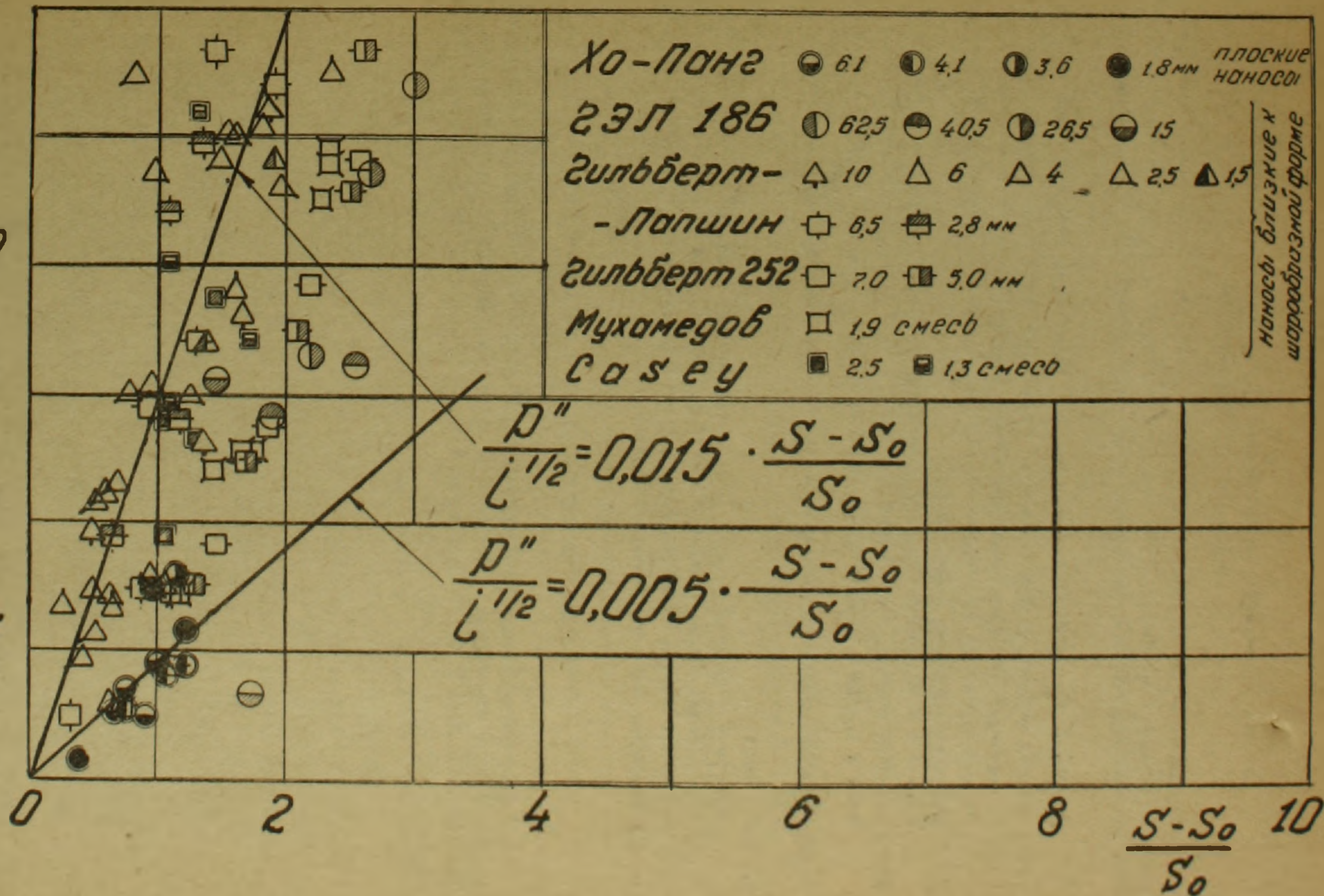
$\frac{p''}{j^{1/2}}$

0,020

0,015

0,010

0,005



Фиг. 3.

**Հոսանքի մարմինների ջրաբերականության սկզբնական
սանդուղցի և գործակիցը**

Հոգվածում ցույց է տրված սկզբնական տանող S_0 ուժի համար եղած բանաձևի չափում չունեցող և գործակցի և (2) հավ. ներկայացված ջրաբերական հատիկի շրջահոսման պայմաններին համապատասխանող հակատային դիմադրության C_x գործակցի միջև կապ:

Որովհետև C_x արժեքները ստացված են շրջահոսվող մարմնի տարրեր ձևերի և գրոհի տարրեր անկյան դեպքում, կախված Բեյնոյլդսի թվից ապա տարրեր պայմանների համար և գործակցի փոփոխությունների մասին դատելը հնարավոր է դառնում:

Ցույց է տրված որ Կրամերի մտցրած ջրաբերականների խառնուրդի անհամասեռության մոդուլն իր իմաստը կորցնում է:

Ֆիգ. 1 և 2 գնդայինի մոտ ձևի ջրաբերականների համար հեղինակի կողմից մշակված բազմաթիվ փորձերի տվյալներով $f = \varphi(Re_{*d})$ և $S = \varphi[(\gamma_H - \gamma) \cdot d]$ արժեքները:

Ֆիգ. 3 տրված է ինչպես գնդայինի մոտ ձևի, այնպես էլ հարթ ջրաբերականների համար $\frac{P''}{i^{1/2}}$ տրանսպորտի հայտանիշի արտահայտությունը, կախված $\frac{S-S_0}{S_0}$ տարման հայտանիշից (տես 2,3):

Այդպիսով հոսանքով տարվող ջրաբերականների տրանսպորտի (4 և 5) հայտանշական և (S) հաշվարկային հավասարումների մեջ մտցվում է ճշտում, որն արտահայտված է (7) հավասարումով: Տարվող ջրաբերականների ելքի հաշվարկային հավասարման վերջնական տեսքը ներկայացված է (8) արտահայտությամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Shields. Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau. Heft 26. 1936.
2. И. В. Езуазаров. Изв. АН Арм. ССР № 5. 1949.
3. И. В. Езуазаров. ДАН Арм. ССР, 11, № 4. 1950.