

И. В. ЕГИАЗАРОВ

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ О ТРАНСПОРТЕ НАНОСОВ И ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ. ПУТИ РАЗВИТИЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ДВИЖЕНИЮ НАНОСОВ

Уравнение транспорта наносов. Факторы, входящие в опубликованное автором [1—5] обобщенное критериальное уравнение расхода наносов:

$$\varphi \left(\frac{P}{\sqrt{I}}, \frac{N - N_0}{N_0} \right) = 0 \quad (1)$$

имеют следующее значение: $P = \frac{K}{\tau q'}$ — средняя концентрация наносов по весу в воде по всему сечению потока; $\frac{P}{\sqrt{I}}$ — модуль средней концентрации по аналогии с введенным Бахметевым модулем расхода $\frac{q}{\sqrt{I}}$; $N = \tau u$ — локальная энергия, затрачиваемая на преодоление сопротивления зерна, отнесенная к единице времени и поверхности.

Как будет видно ниже, связь между безразмерными комплексами ур. (1) линейная, т. е. модуль средней концентрации пропорционален относительному избытку энергии. Это ур. [1] явилось развитием уравнения (1949 г.):

$$\varphi \left(\frac{P}{\sqrt{I}}, \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0} \right) = 0, \quad (1')$$

относящегося к частному случаю зоны квадратично обтекаемых зерен (крупные фракции наносов).

Невозможность определить относительную локальную скорость потока u , для слоя придонной мутности привела автора [1] к замене выражения $\left[\frac{N}{N_0} - 1 \right] = \left[\frac{\tau u}{\tau_0 u_0} - 1 \right]$ через приближенные выражения

$$\left[\frac{N}{N_0} - 1 \right] \approx \frac{u}{u^0} \left(\frac{\tau}{\tau_0} - 1 \right) = \xi \left(\frac{\tau}{\tau_0} - 1 \right) = \xi \left(\frac{s}{s_0} - 1 \right),$$

где скорость у зерна $u > u_0$, u^0 некоторая постоянная репрезентативная скорость.

* Индекс ноль во всех обозначениях относится к условию трогания наносов (порогу трогания). Обозначения см. в конце статьи.

Благодаря введению Λ (ур. 1), вместо τ (ур. 1'), (несмотря на отмеченную неточность в определении влияния u), распределение многочисленных экспериментальных точек в координатной системе

$\frac{p''}{T_w}$ и $\tau = \frac{\tau_0}{s_0} = \frac{s - s_0}{s_0}$ (рис. 1), по сравнению с координатной системой $\frac{p''}{T_w}$ и $\frac{s - s_0}{s_0}$ (рис. 2), показало резкое изменение положения точек, относящихся к мелким фракциям: оно привело к расположению всех точек около общей линейной зависимости, что указывает на правильность перехода от касательного напряжения (или иначе от влекущей силы $s - s_0$) к энергии N , для того чтобы обобщить ре-

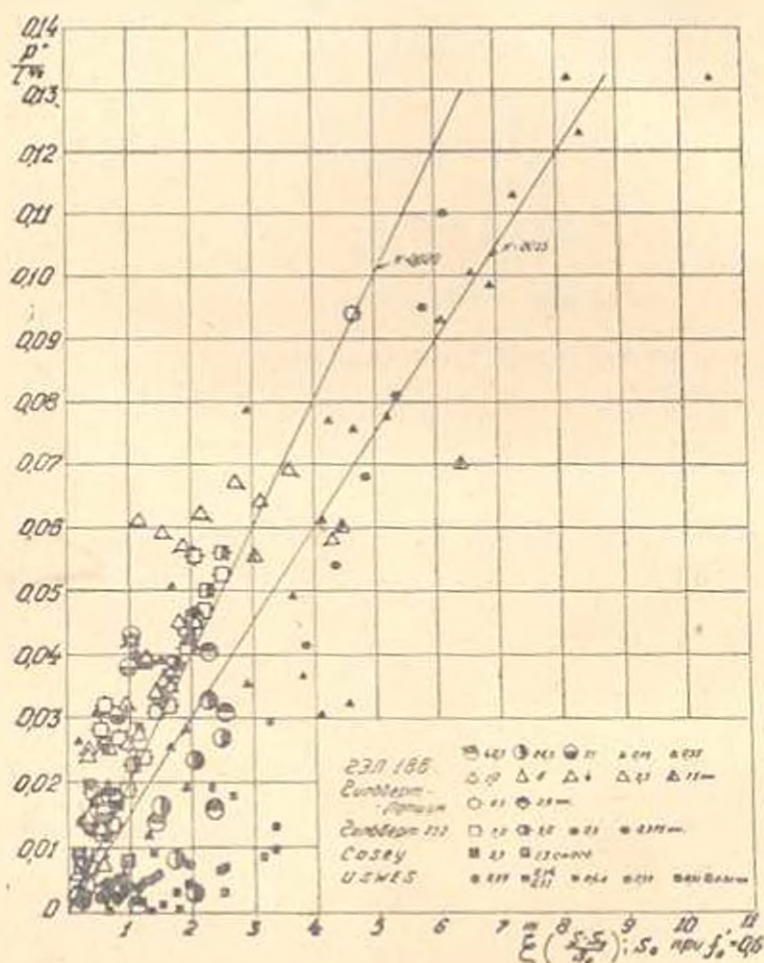


Рис. 1. Опытные точки разных лабораторий и исследователей при критерии по оси абсцисс $\tau = \frac{\tau_0}{s_0} = \frac{s - s_0}{s_0}$. Обозначения те же, что на рис. 3.

шение задачи на крупные и мелкие фракции (большие и малые точки (рис. 1 и 2). Но рис. 1 показывает некоторую оставшуюся сортировку

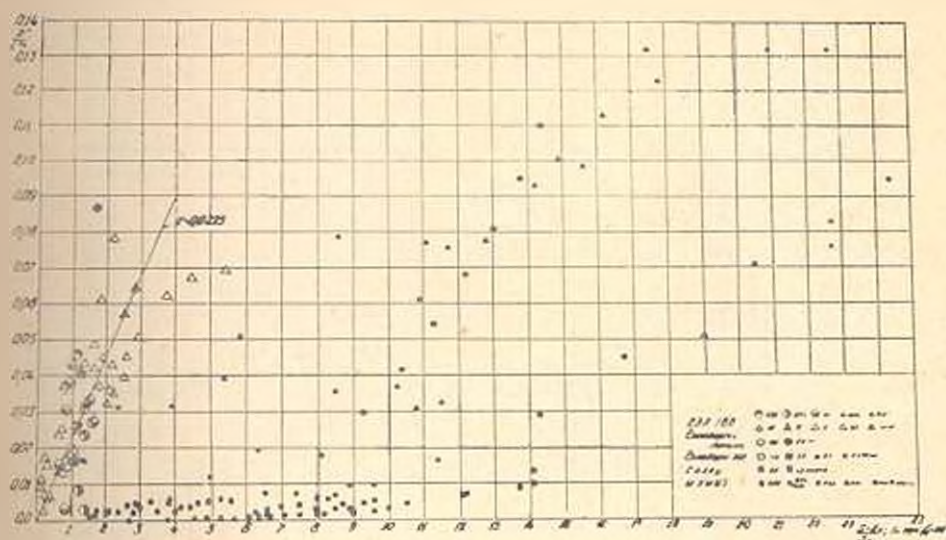


Рис. 2. То же при критерии по оси абсцисс $\frac{z - z_0}{z_0} = \frac{S - S_2}{S_2}$. Обозначения те же, что на рис. 3.

ку точек по крупности зерен для фракций переходной зоны, как результат приближенного определения N .

В новом развитии этого исследования [4, 5] удалось определить n , и ввести в уравнение гидравлическую крупность свободного (z_0) и стесненного падения ($z(p)$), что автоматически вводит влияние как крупности фракции, так и формы зерен и сложных условий их обтекания.

Таким образом, преобразованное критериальное уравнение (1), учитывая, что $z = \gamma Ri$, а $z_0 = f_0 (\gamma_m - \gamma)$ и $n_r = z(p)$, а $n_{or} = z_0$, принимает следующий расчетный вид [4, 5]:

$$\frac{p^2}{1 - z} = k \frac{z(p)}{z - f_0} \cdot \frac{Ri}{\gamma' d} \left[1 - \frac{z - f_0}{z(p)} \frac{\gamma' d}{Ri} \right]. \quad (2)$$

На рис. 3 показано расположение тех же экспериментальных точек большого числа исследователей в новой координатной системе. Как видно сортировки точек по размерам уже нет, хотя разброс точек неизбежно большой.

В привычной критериальной форме по теореме Букингэма это уравнение напишется:

$$z(p'', p, \gamma', Fr_R, Fr_d, Re_d, Re_{or}) = 0. \quad (3)$$

Эти семь обычных критериев могут быть приведены к двум отмеченным выше безразмерным комплексам (см. ур. 1), что дает возможность простого графического представления опытных точек (рис. 1—3).

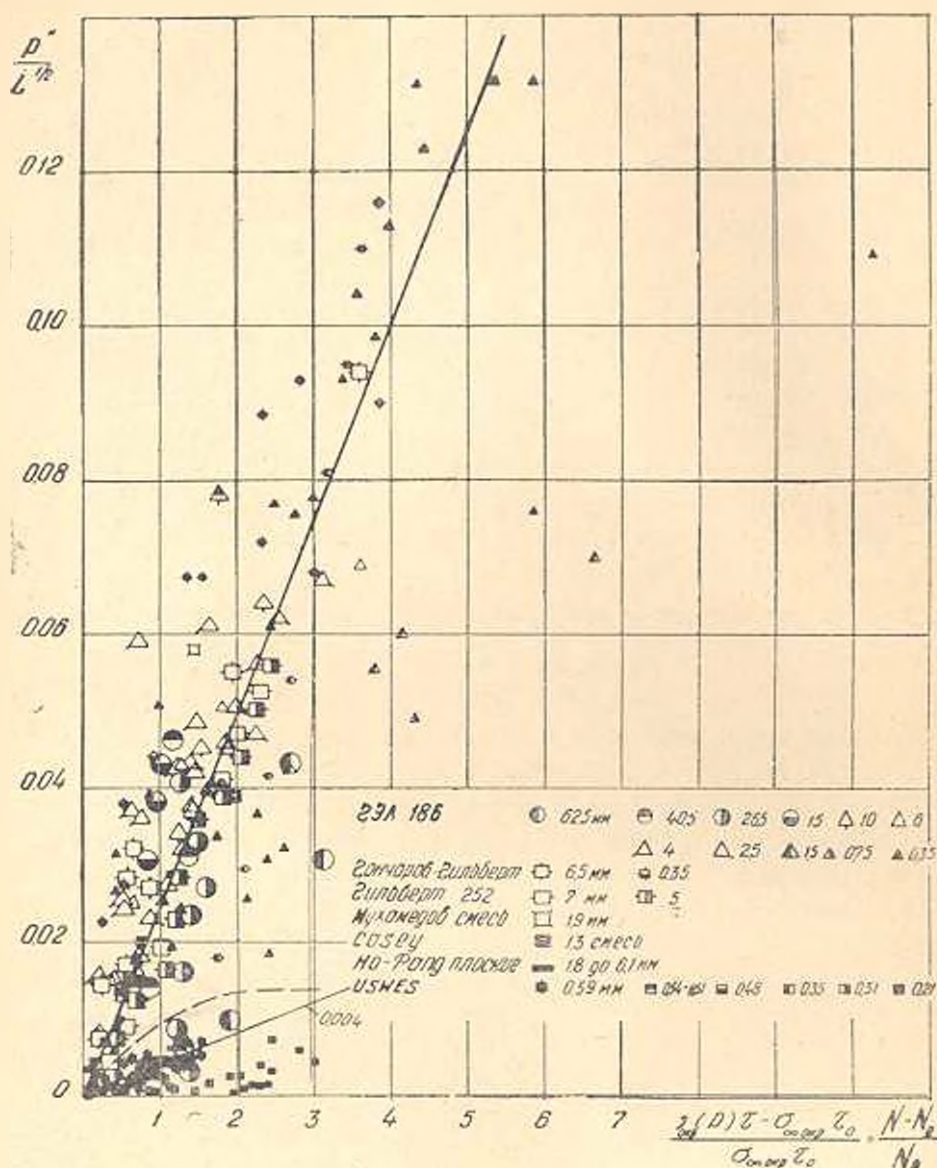


Рис. 3. Опытные точки разных лабораторий и исследователей в новой критериальной координатной системе. 0—Гидроэлектрической лаборатории отчет 186; 1—Гильберта и обработка Гончарова-Липинина; 2—Гильберта; 3—Мухомедова—смесь; 4—Казея; 5—Хо-Паша—очень плоские зерна; 6—USWES. Крупные точки—зерна зоны квадратичного обтекания; мелкие точки—переходная зона обтекания—мелкие фракции.

То обстоятельство, что два безразмерных комплекса уравнения (1), имеющих физический смысл, являются комбинированными критериями подобия, дает возможность широко экстраполировать полученное по лабораторным данным уравнение расхода наносов (2) и применять для природы. Эти же критерии дают возможность определения

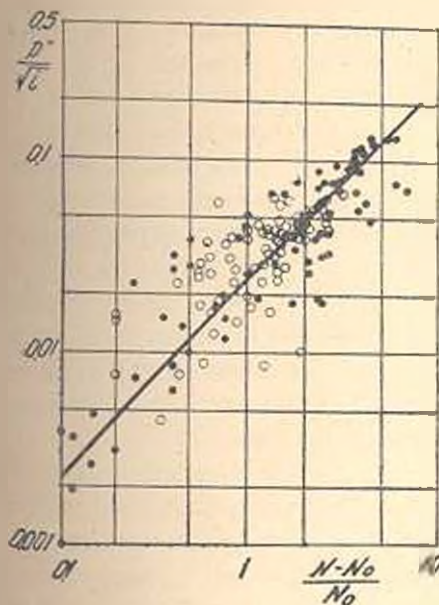


Рис. 3а. То же, что рис. 3, но в логарифмических шкалах.

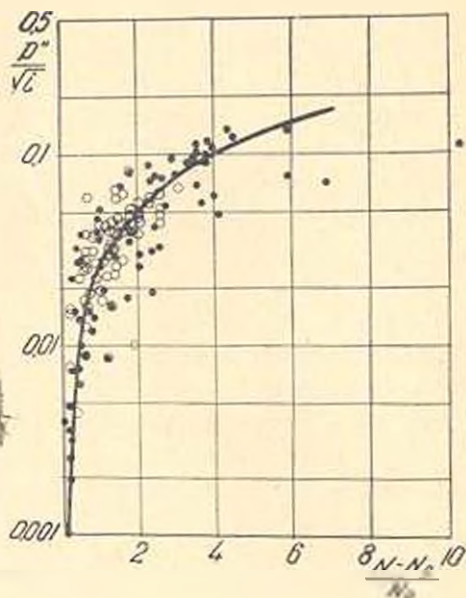


Рис. 3б. То же, что рис. 3, но в полулугарифмических шкалах.

условий моделирования на размываемых моделях для всех крупностей натурных и модельных наносов.

Начальные условия движения наносов—условия трогания—порог трогания. Сальтация. При сальтации траектория зерна получает направление в сторону движения всего потока после переформирования поверхностных слоев наноса и завершения подъема зерна поперек потока. Продольная скорость зерна u_x до получения им движения в направлении потока практически равна нулю. Начальному движению зерен в направлении потока соответствует взаимное расположение зерен на поверхности наносов, отличное от их положения в состоянии полной их неподвижности.

Деформация зернистой массы не может происходить без изменения объема, которое Рейнольдс (1885 г. л 6) называл «дилатацией». Зернистая масса в статическом состоянии не может быть подвергнута сдвигу без некоторого расширения, дилатации. Поэтому приложение сдвигающей силы (shear), вызывающее дилатацию, приводит к значительному уменьшению объемной концентрации. Если зернистая масса состоит из смеси зерен разной крупности, то в такой смеси дилатация, вызванная сдвигом мелкой фракции, приводит к относительно незначительному изменению общей концентрации. Если поры между частицами заполнены водой, то может осуществиться вся гамма не только количественных, но и качественных изменений, с переходом от Ньютоновской жидкости с наносами, к структурной жидкости, к пастам и к твердому телу, т. е. происходит переход к области изучаемой реологией [7].

В механике грунтов насыщенную водой зернистую массу называют грунтовой массой. Если к грунтовому скелету приложить сдвигающую силу, то частицы уложатся плотнее, если поры не будут заполнены водой. В противном случае, так как отфильтрование воды не может произойти сразу, то частицы теряют взаимный контакт, и вместо плотно уложенной системы частиц вся грунтовая масса превращается в суспензию. Однородные водонасыщенные мелкозернистые песчаные грунты обладают способностью под внешним воздействием (удар, вибрация, сдвиг, взрыв) переходить в состояние разжижения и приобретают свойства, аналогичные свойствам вязкой жидкости с гидростатической энурой давления. Существует порог разжижения, т. е. определенной интенсивности динамического воздействия, по достижении которого наступает разжижение. Для потока с наносами на дне — это «порог трогания».

Эти существенные для дальнейшего положения давно уже являющиеся достижениями механики грунтов, не использованы наукой о транспорте наносов. Эти положения приводят к необходимости использовать еще одну сопредельную дисциплину — теорию и эксперимент по суспензии, по взвешиванию частиц в нисходящем потоке жидкости.

Сальтация или скачкообразное перемещение вдоль потока зерен слагающих русло, связана с большим значением подъемной силы при плотной укладке зерен, и с инерцией этих зерен после получения импульса. Импульс этот кратковременен, так как длится от момента первой подвижки зерна до потери им контакта.

Подъемная сила, как показал произведенный автором анализ

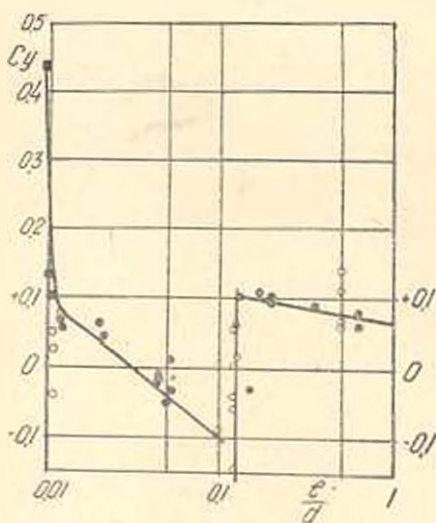


Рис. 4. Зависимость $C_y = \varphi\left(\frac{l}{d}\right)$ по экспериментальным точкам Дементьева.

опытных данных Дементьева [8], велика при защемлении зерен и резко падает при нарушении контакта между зернами или со стенкой, т. е. зависит от расстояния l между зернами. Следовательно коэффициент подъемной силы $C_y =$

$\varphi\left(\frac{l}{d}\right) = \varphi(\lambda)$, т. е. зависит от линейной концентрации (рис. 4).

Явление сальтации проанализировано теоретически Гончаровым [9] для квадратично обтекаемых зерен и обобщено автором для общего случая обтекания, т. е. для всех фракций [2, 4, 5]. Для сальтации в воздухе теоретический анализ произведен также Бегнольдом [10, 11] и Калинске [12], но вне зависимости от режима потока, т. е.

от $n = \frac{v_a}{v_{a*}}$. Полученное автором уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{y_c}{d} = \text{const} \frac{\rho_m}{\rho C_s} \lg \left| \text{const} \frac{C_s}{\rho_m \rho} (2n^2 - 1) + 1 \right|. \quad (4)$$

Теоретическое выражение для высоты сальтации (y_c) качественно и приближенно количественно отвечает наблюдениям и опыту, и показывает, что сальтация тем выше, чем больше крупность зерен, чем больше вес, и зависит от режима. По соотношению сальтации в дилатных условиях к сальтации при полной турбулентности можно определить объемную концентрацию (ρ) слоя придонной мутности, интерполируя между предельными значениями этой концентрации, которые известны.

Совершенно ясно, что сальтация способствует развитию дилатации зернистой массы. При этом существенно, что небольшое увеличение линейной дилатации при сальтации влечет за собой очень большое объемное расширение, т. е. большое дополнительное изменение концентрации. Поэтому отмеченная небольшая высота сальтации для мелких фракций имеет даже для воды с наносами, при $\rho' = 1,7$, и для открытого потока, достаточно большое значение.

Слой придонной мутности или концентрации достаточно резко выражен и определяется условиями дилатации и сальтации. Следовательно толщина его поддается приближенному расчету по линейному размеру дилатации и по расчету высоты сальтации. Иначе обстоит дело с мелкими и неоднородными фракциями, где сальтация незначительна и где размеры дилатации определяются самыми мелкими частицами смеси. Для таких неоднородных смесей с незначительной сальтацией, и с дилатацией определяемой мелкими фракциями, концентрация слоя придонной мутности приближается к концентрации нижележащей неподвижной зернистой массы, т. е. эта концентрация очень велика.

Эти теоретические результаты подтверждаются теперь многочисленными опытами разных исследователей [18]. По отмеченным выше длинам сальтация затухает при переходе от размера частиц в 2 мм к размеру 0,2 мм и чистая сальтация без взвешивания наблюдается при $d > 2$ мм.

Распределение скоростей потока по вертикали, при движении наносов. Классические опыты Бегнольда [10] с распределением скоростей потока по вертикали при движении песка под воздействием струн воздуха, при очень больших значениях ρ' , хорошо известны, но не нашли применения для потока каплевой жидкости, так как не были обобщены для условий перемещения наносов в воде. Новые его же опыты с водой [11] позволяют произвести такое обобщение и даже для очень малых значений ρ' . Эти результаты до сих пор не нашли отражения в исследованиях по транспорту наносов. Легкие зерна

($\rho' = 0,004$) и новый замечательный прибор для измерения скоростей в слоях большей мутности, сконструированный Бегнольдом [13], дают возможность более точного измерения скоростей потока при движущихся наносах.

Кривые скорости $u(y)$ для различных значений $n = \frac{v_{*c}}{v_{*b}}$ сходятся в общем фокусе, в точке для которой $n > 0$ (при неподвижных зернах этот фокус располагается, как обычно, на оси ординат, при $n=0$). Скорость $u > 0$ практически постоянна для движущегося слоя придонной мутности.

На полулогарифмическом графике (рис. 5), также как и на графике в простых шкалах (рис. 6), пунктирные линии изобража-

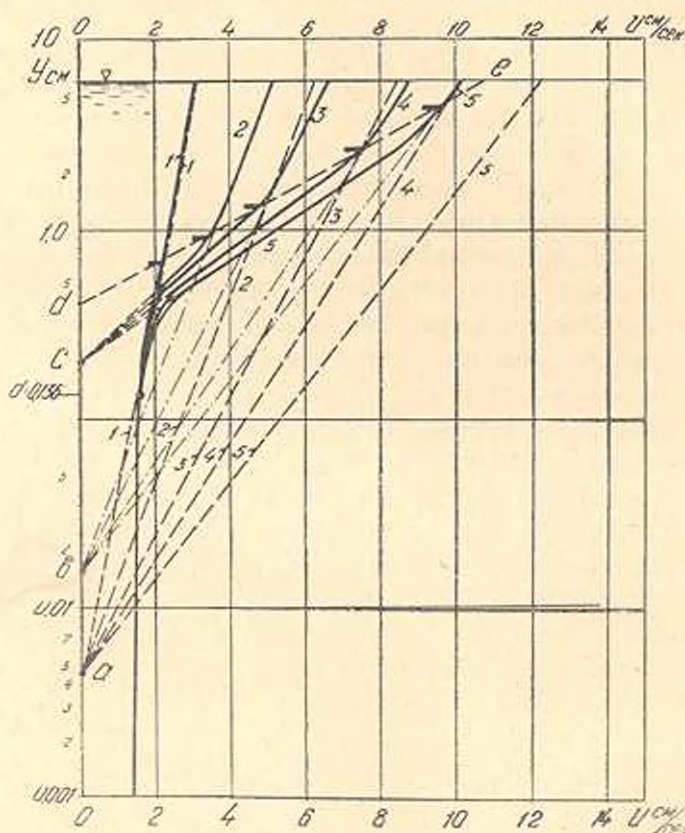


Рис. 5. $u(y)$ в полулогарифмике (Бегнольд) для $d = 0,136$ см при $\rho' = 0,004$; кривая 1 при $v_* = 0,18$ см/сек; 2 при $v_* = 0,35$; 3 при $v_* = 0,49$; 4 при $v_* = 0,57$; 5 при $v_* = 0,69$. Сплошные кривые $u(y)$ при движении наносов; пунктирные — при жестком зернистом русле; горизонтальные черточки указывают уровень потолка взвешивания. Опытные точки, по которым построены кривые — см. рис. 7 [11].

жают $u(y)$ для неподвижных наносов. На рис. 5 угол пунктирных прямых определяет величину $v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$. Направление этих прямых сохраняется при движении наносов в верхней части вертика-

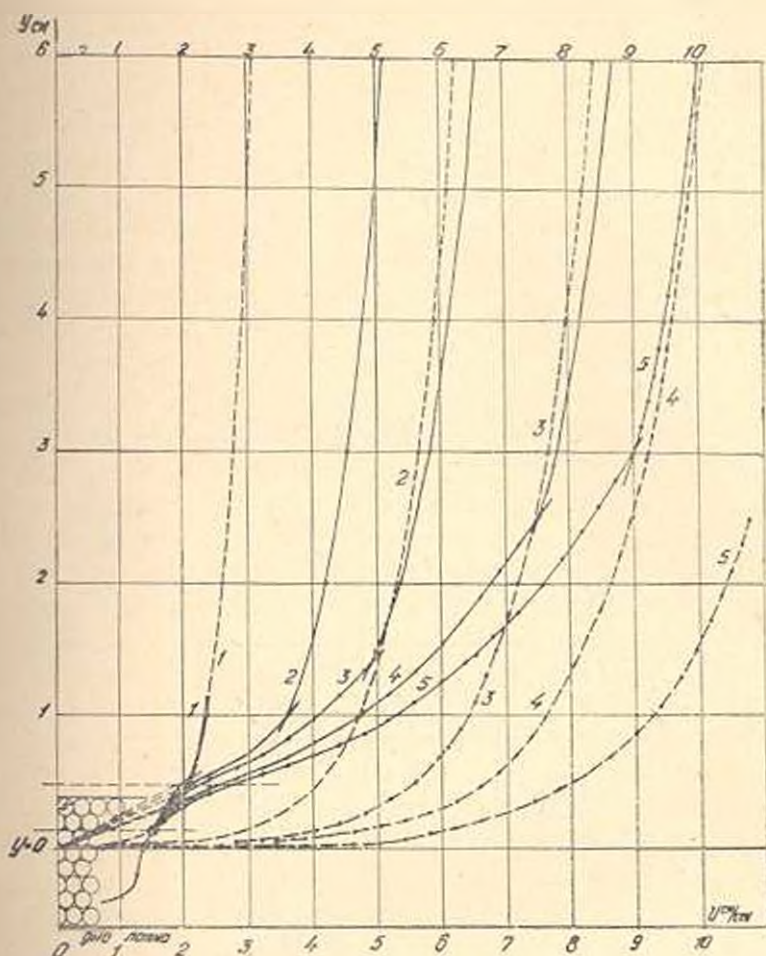


Рис. 6. $u(y)$ для опыта рис. 5 в обычных шкалах (перестроена автором).

ли, от свободной поверхности до потолка взвешивания (горизонтальные черточки на рис. 5). Ниже потолка взвешивания кривые $u(y)$ приобретают уклон значительно больший чем определяемый величиной u_* , что указывает на заметное уменьшение скоростей потока на этих глубинах, по сравнению с условиями при неподвижных наносах.

Независимость скорости потока в придонном слое от режима (u у фокуса и ниже фокуса (рис. 6а) очень существенна, так как такая независимость может получиться только при независимости концентрации (p) в этом слое от (u), а следовательно и от u_* и от u .

Для обычных наносов, при $u' = 1.7$, картина значительно менее резко выражена, чем на рис. 5, 6. Потолок взвешивания значительно ниже и большая концентрация характерна для придонного слоя, толщина которого значительно меньше. Но физика процесса остается принципиально той же, что и при малых значениях u' .

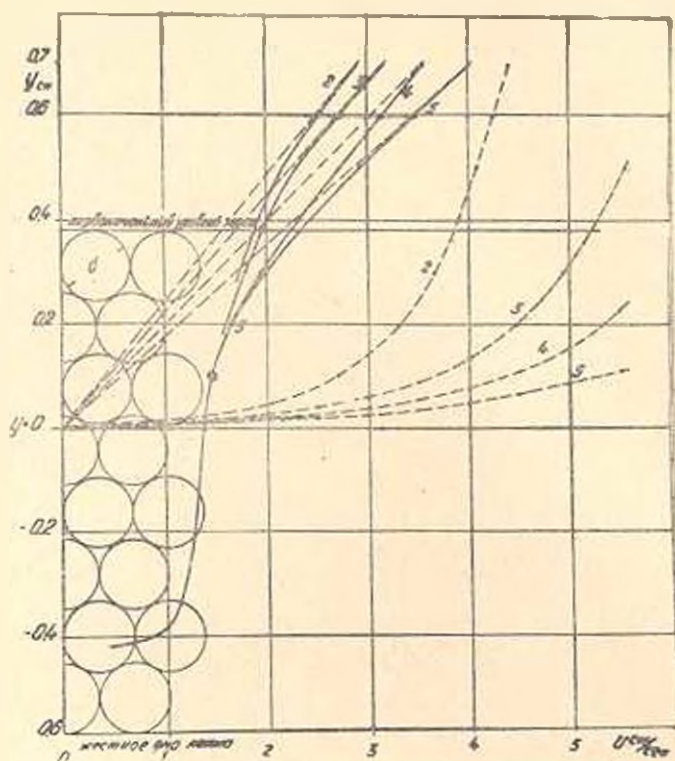


Рис. 6а. То же, что рис. 6 у дна.

Обобщение результатов исследований по суспензиям на обычные потоки с наносами, и гидравлическая крупность стесненного падения. Все что изложено было выше приводит к возможности отождествить слой придонной мутности открытых и напорных наносонесущих потоков, с суспензией в вертикальном восходящем токе жидкости. Такое предлагаемое пишущим обобщение, обоснованное опытом ряда наук, позволяет использовать все то, что уже достигнуто в науке о суспензиях, как в теоретической так и в экспериментальной части, для теории движения наносов и интересующих нас потоках. Самое существенное в этом обобщении, это возможность выразить относительную скорость потока по отношению к зерну через гидравлическую крупность стесненного падения зерен. Как теория фильтрации через деформируемый зернистый скелет, так и теория суспензий позволяют считать $u_p = \tau(p)$ [14] и как следствие, как частный случай, для условий трогания: $u_{p0} = \tau_{\infty}$. Так как $\tau = \varphi(C_x)$, а $C_x = \varphi(Re_{d0}, p)$, то для определения $\tau = \varphi(Re_{d0}, p)$ можно использовать зависимости, полученные Минцем, Кохенделара, Гаспаряном, Смирновым (14, 15, 16, 17) и рядом других исследователей для суспензий и зернистых сред.

Степень изученности вопроса о транспорте наносов и о рус-

ловых формах. Все изложенное выше относится к максимальной транспортирующей способности потока для заданных гидравлических параметров, для заданной гранулометрии русла, для не имеющих сцепления зерен.

Трудность перехода к наносам имеющим сцепление заключается в отсутствии достаточных данных для определения касательного напряжения трогания τ_0 и скорости v стесненного и свободного падения тех агрегатов, которые образуют частицы, обладающие сцеплением. Так как при наличии сцепления, уравнения (2) по существу не меняются, то при наличии данных о τ_0 и v для грунта с сцеплением, задача о максимальной транспортирующей возможности может быть решена. То же относится и к решению задачи, когда слой придонной мутности превращается в пластическую массу: необходимо к τ_0 добавить напряжение начального сдвига τ_* по Шведову-Бингхаму, и следовательно разности $\tau = \tau_0 + \tau_*$ уменьшится: уменьшится и P'' ; здесь $\tau_0 = \tau_* + \tau$.

Но остается нерешенным еще очень существенный вопрос о реальном, действительном расходе наносов, который во многих случаях значительно меньше, чем предельный возможный по уравнению (2), благодаря естественной отмошке русла при неоднородной крупности наносов. Для решения этой задачи необходимо морфологическое и гранулометрическое исследование донных отложений и размывов вместе с анализом уклонов и переломов продольного профиля рассматриваемого водотока. Необходимы также исследования в лабораториях и в натуре по определению величины соотношения в количествах и размерах основной мелкой фракции и размерах и количествах фракции, образующей естественную отмошку для каждого рассматриваемого случая.

При наличии таких данных и данных о ходе паводков, т. е. данных о гидрографе за ряд характерных периодов по смене маловодных и многоводных лет, можно, пользуясь приведенными выше уравнениями, определить расход наносов при расходах воды не нарушающих естественную отмошку и расход наносов, когда отмошка нарушена паводком [18].

Автором сделана попытка использовать уравнение (2) для случая водокаменного селевого потока при движении наносов вплоть до очень крупных камней и при очень широкой по своей неоднородности смеси фракции по крупности [19]. Расчет приходится вести пофракционно.

Но для того, чтобы сопоставить такой расчет с натурой, при измеренных объемах отложений и размывов, а следовательно при наличии данных об объеме отдельных фракций прошедших данный створ за весь катастрофический паводок, необходимо преобразовать уравнение (2). При крупных фракциях катастрофического паводка можно упростить уравнение (2), и от мощностей N перейти к касательным напряжениям τ . Т. е. перейти к уравнению (1'):

$$\frac{p''}{\sqrt{i}} = k \frac{1}{f_0} \frac{Ri}{\varphi' d} \left[1 - f_0 \frac{\varphi' d}{Ri} \right]. \quad (1')$$

При переходе к объемам, уравнение напишется для каждой отдельной фракции с индексом (i) , так:

$$\frac{p_i}{\sqrt{i}} = \frac{V_{Gi}}{V_{Qi}} \frac{\varphi'}{\sqrt{i}} = \text{const} \frac{R_{mi} \cdot l}{d_{mi}} \left[1 - \text{const} \frac{d_{mi}}{R_{mi} l} \right], \quad (5)$$

где индекс (m) означает среднее значение для данной фракции (i) . R_{mi} вычисляется в соответствии с расходами воды по гидрографу паводка.

Результаты сравнения были положительными. Вычисленные значения оказались того же порядка, что и измеренные в натуре. Это означает, что для катастрофического паводка влияние отмытки незначительно.

Нет принципиальных затруднений в решении задачи при необходимости исследования грязевого селевого потока, т. е. потока с мелкими фракциями и следовательно в использовании уравнения (2) без упрощения. Но в этом случае будет иметь место переход к пластической массе и окажется необходимым определять вязкость такой массы. То же относится и к перемещению в такой пластической массе крупных камней, т. е. к грязе-каменному потоку.

Из всего изложенного следует, что русловой процесс и русловые формы определяются сменой расходов воды паводка и свойствами суспензированного слоя придонной мутности и его вязкостью, т. е. его концентрацией.

Влияние методов исследования на развитие теоретических представлений о движении наносов. Предложенное автором приближенное решение задачи о предельном расходе наносов, для любых концентраций и условий обтекания и крупностей фракций, оказалось осуществимым благодаря применению метода критериальных связей, основанного на теориях подобия и размерностей, и благодаря удавшейся попытке осуществить предельно возможное комбинирование (ур. 1) обычных критериев подобия теоремы Букингэма (ур. 3); при этом, что очень существенно, эти новые комбинированные критерии имеют свой собственный физический смысл.

Например критерии $Fr_{\text{ср.}}, Re_{\text{ср.}}, Re_{\text{ср.}}^2$ и симплекс φ' (см. ур. 2). Приводят к комбинированному критерию подвижности $\frac{N}{N_0} = \frac{\tau(p)}{2\omega f_0} \frac{Ri}{\varphi' d}$, физический смысл которого: относительная энергия потока у зерна.

По этому пути (1949 г.) оказалось возможным, не имея замкнутой системы дифференциальных уравнений извеснесущего потока получить критерии подобия и разработать изложенный здесь метод, практически применимый для инженерных расчетов транспорта наносов.

На путь образования безразмерных критериев в 1957 г. стал и

Великанов [20], который в многочисленных предыдущих работах пытался решать задачу гидромеханически, и методами теории вероятностей и математической статистики, аналогичными исследованиям Х. Эйнштейна и Поляна (Швейцария—США).

Для решения задачи о профиле мутности Великанов разработал так называемую гравитационную теорию взвешивания, для потоков с малой концентрацией, в которой попытался учесть влияние работы потока, затрачиваемой на взвешивание. Им получены кривые для распределения относительной концентрации по глубине при разных значениях некоторого безразмерного параметра (аналогичного, но не равного параметру z диффузионной теории взвешивания Обриена-Роуза (США)).

Строгая проверка всех таких решений (как в СССР, так и за рубежом) оказалась невозможной, так как точность измерений мутности в точке и на вертикали, как в лабораториях, так и в натуре для этого совершенно недостаточна.

Наибольший интерес представляет мутность на вертикали у дна, где она небольшая, но таких измеренных данных не имеется в мировых исследованиях соответствующих гидрометслужб. Вместе с тем исследования на р. Снек и ряда других [21, 22], и дискуссия по статье Бувара [23] показали, что недоучет в измерениях может достигать 100% и более, а ошибка измерений концентрации в точке может превышать 20%.

Гончаров [9] отмечая, что в рациональной теории турбулентного потока Прандтля-Кармана (в СССР эту теорию называют полуэмпирической) не рассмотрен механизм турбулизации потока возмущениями порождаемыми руслом, попытался ее учесть и опубликовал в 1938 году, а затем в 1954 г. свою рациональную теорию турбулентного потока [9]. В результате получена несколько иная кривая распределения скоростей потока по глубине, чем логарифмика Кармана, но также логарифмическая кривая.

На этой основе, определяя высоту потолка взвешивания, среднюю мутность на вертикали и групповую скорость зерен, на базе чрезвычайно многочисленных и тщательно проведенных опытов, Гончаров получает уравнение для расхода наносов, для крупных фракций квадратично обтекаемых, которые также можно считать полуэмпирическим. Гончаров переходит к мелким фракциям, вводя соотношение гидравлических крупностей, но не вводя зависимости коэффициента сопротивления движущегося придонного слоя от числа Рейнольдса, как это сделано автором. Для расчетных целей формулы Гончарова, впервые опубликованные еще в 1938 г., пользуются в СССР наибольшим применением.

В 1953 г. Франклю [24, 25] удалось составить совершенно строгие, без допущений, дифференциальные уравнения взвесенесущего потока, числом 14, рассматривая фазы раздельно и учитывая их взаимодействие. Но для замыкания этой системы недостает 10 уравнений.

Франклю удалось замкнуть эту систему только для крайнего частного случая, если рассматривать взвешивание как диффузию, для которого Маккавеев дал решение еще в 1931 году [26].

Но все эти решения не могут привести к возможности инженерного расчета руслового процесса, связанного в придонном слое с большей концентрацией и для любых по размеру крупностей зерен.

Делаются попытки провести такое экспериментирование, которое позволило бы получить поле концентрации и скоростей, определить разницу между скоростями движения частиц жидкости и зернами наноса [27], для того, чтобы получить данные для составления недостающих уравнений и замкнуть всю систему дифференциальных уравнений.

По существующие методы измерений не дают возможности получить сколько-нибудь надежные данные.

Примененная для этого [27] скоростная кино-съемка при легких зернах не дает возможности экспериментировать с концентрациями больше 2—3% у дна, и приводит к ошибкам в 50—100%.

По этому же пути, пока не имеющему перспектив, предполагают развивать трудоемкие исследования [28] также в целях замыкания системы уравнений Франкля. Но все такие попытки не могут дать результатов, если не будет осуществлена революция в методах измерений.

Необходимо отметить интересные опыты [8], которые дают возможность суждения о коэффициенте сопротивления подъемной силы C_p в зависимости от расстояния между зернами и от дна (см. рис. 4), что чрезвычайно важно при рассмотрении равновесия частицы на дне (см. выше — Начальные условия трогания и [1]).

Моделирование русловых процессов. Изучение русловых процессов и русловых форм еще не может быть полностью охвачено расчетом, поэтому неизбежны исследования эмпирического характера. Такие работы являются особенностью старых индийских натурных и лабораторных исследований (Пенджаб и Пуна) школы Кенеди-Ласея-Инглиса, а у нас школы Средне-Азиатской (лаборатория Синири, ВНИИГМ и Алтунин). Делаются попытки сближения эмпирической и теоретической школ, но пока без решающих результатов.

По этой же причине нельзя отказаться и от лабораторных исследований на пространственных моделях с размываемым руслом. До последнего времени, в Европе, как для расчета расхода наносов, так и для определения множителей подобия и масштабов на модели применялась эмпирическая формула Мейер-Петера (Швейцария), решающая задачу только для крупных квадратично обтекаемых наносов автомобильной зоны. Новая формула Мейер-Петера (1949 г.), также как и упрощенное для этих условий уравнение [1'], дают зависимость расхода наносов от разности касательных напряжений режима и усло-

ний трогания. Такое моделирование приводит к линейному (геометрическому) масштабу для наносов, что было получено Кампшелем еще в 1934 году.

Для мелких фракций неквадратичного обтекания такое решение неприменимо, наносы не могут моделироваться линейно (геометрически).

Но теория критериальных связей и полученное на такой основе полное уравнение (2) позволили подойти к решению задачи и для мелких фракций, и для легких модельных наносов, и определять величину необходимого искажения масштаба крупности зерен по сравнению с геометрическим.

Поэтому лабораторное моделирование может проводиться теперь с большей уверенностью в результатах, чем до сих пор, с использованием полных, обобщенных, комбинируемых критериев подобия, приведенных выше [29, 1—1956 г., 4].

Поступила 3.1.1960

О б о з н а ч е н и я

i, I — уклон

g^* — расход наносов весовой под водой

g^* — жидкий расход весовой

$p = \frac{g^*}{g^*}$ — содержание наносов (мутность, концентрация) среднее для сечения

p — объемная концентрация слоя придонной мутности в долях единицы

m — порозность $= 1 - p$

τ — касательное напряжение = удельной влекущей силе s

γ_m — удельный вес наносов; ρ_m — плотность наносов

γ — удельный вес жидкости; ρ — плотность жидкости

$$\rho' = \frac{\rho_m - \rho}{\rho} = \frac{\gamma_m - \gamma}{\gamma}$$

d — диаметр зерен

R — гидравлический радиус

C_y — коэффициент сопротивления подъемной силы

C_x — коэффициент сопротивления лобовой силы

u — локальная скорость на высоте y (на высоте зерна)

$\bar{u}$ — средняя скорость потока по сечению

u_r — локальная относительная скорость потока

u_m — скорость зерен наносов

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{g R i}; \quad u = \frac{v_*}{v_{*m}}$$

λ — коэффициент сопротивления жесткого русла

f_0 — коэффициент трения между зернами

- f_0 — коэффициент сопротивления подвижного русла
 z_∞ — гидравлическая крупность в безграничной среде
 $\alpha(p)$ — гидравлическая крупность стесненного падения
 l — щель между зернами и дном
 y — расстояние от дна (от $y=0$)
 y_c — высота сальтации
 Fr_{*d} — число Фроуда отнесенное к потоку и к v_*
 Fr_{*d} — " " " " к зерну и к v_*
 Re_{*d} — число Рейнольдса отнесенное к зерну и к v_*
 Re_d — число Рейнольдса отнесенное к зерну и к u_d — локальной относительной скорости обтекания
 $N = \tau u_*$ — локальная энергия у зерна.

Индекс ноль означает, что величина относится к условиям трогания.

Ի. Վ. ԵԳՆԱԶԱՐՈՎ

ՋՐԱՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՏԵԼԵՓՈՆԱՆԵ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ՄՈՒԷԼԱՑՄԱՆ ԽՆԴԻՐ
 ԼՈՒՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ, ՋՐԱՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՇԱՐՔՄԱՆ ԿԵՏԱԿԱՆ
 ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԶԱՐԳԱՑՄԱՆ ՈՒՂԴՆԵՐԸ

Ա. Մ Փ Ո Փ Ո Ն Ո Վ

Դիտվում է (1) հալտանշտական (կրիտերիայ) հալտասարումից [1—3] ջրաբերականների տեղափոխման համար ստացված (2) նոր հալտասարումը, որը կապ է հաստատում հատկապես ջրաբերականի մասնիկի մաս — $\frac{N - N_0^*}{N_0}$ հոսանքի տեղափին տեսակարար էներգիայի հարաբերական հափելուրդի և $\frac{p''}{i}$ կապված քում ջրաբերականների միջին կոնցենտրացիայի մոդուլի միջև:

Նոշափող լարման τ և հատկապես մասնիկի մաս u , հոսանքի հարաբերական տեղափին արագություն միջոցով N -ի որոշման արդյունքը (1) հալտանշտական հալտասարումը փոխակերպում է (2) հալտասարման [4, 5]:

Հեղուկի փերընթաց հոսանքի մեջ կոշտ մասնիկների սուսպենդիայի հետադրստությունների արդյունքների բնդհանրացումը ազատ մակերևութով սովորական հոսանքի համար, հեղինակին թույլ է տալիս հարաբերական u , արագությունը արտահայտել կոշտ մասնիկների ազատ անկման արագության (2) և ճնշված անկման արագության $\alpha(p)$ միջոցով [14—18]:

Այդ պատճառով, ինչպես և ելնելով $\tau = \gamma R i$ և $\tau_0 = f_0 (\gamma_0 - \gamma) d$ հալտասարումներից, հաջորդեց (1) հալտասարումը բերել (3) հալվափին տեսքին, $\frac{p''}{V i}$

* Բոլոր մեծությունների չեղյուղում զրո ինդեքսը վերաբերում է հոգվածում ջրաբերականների մասնիկների սկզբնական շարժման պայմաններին:

և $\frac{N}{N_0}$ չափանիշների դժային կապով, որը ստացված է տարրեր հետադադար-

ների մեծ թվով փորձնական կետերով (նկ. 3): Կձ. 1-ում, 2-ում պուցտդրված են այլ հետադադարության նախնական բնթագաշրջանը:

Ախտահան դիտվում է ջրաբերուկների շարժման պայմանները, տեղաշարժման պայմանները, հատկապին ճերտի դիտառացիան՝ շոշափող լարման աղեղնությունը տակ նրա գեֆորմացիայի դեպքում (6, 7) և անալոգիան ջրկայացած գրունտային մաստայի հետ:

Դիտվում է նաև (4) հափտարտմով արտահայտվող կոշտ մասնիկների աղտոցիայի պարմանները, ախտեղ 3-ն սալառացիայի բարձրությունն է [2, 9, 10, 13], որի մեջ մասնիկների ջրահոսման պայմանները որոշվում են C, հակառակին դիմադրության և C_g բարձրացնող ուժի գործակիցների նշանակություններով: C_g գործակիցը խիտ կախվածություն մեջ է կոշտ մասնիկների միմյանցից ունեցած հեռավորությունից (նկ. 4 և [8]):

Հատկապին մաստայի դիտառացիայի և աղտոցիայի պայմանները թույլ են ապին որոշելու շերտի պղտորքի ծափալային կոնգենտացիան (p):

Բեղնույլի փորձերը [11, 13] ջրաբերուկների շարժման դեպքում բոտ բարձրության հոսանքի արագության բաշխման կապակցությամբ, հանդիտանում են վերը կատարված բնդհանրացումների հաստատումը:

Հոգիվածի երկրորդ մասում դիտվում է ջրաբերուկների տեղափոխման երևույթի և հունի ձևի աղեղնության [18] ուսումնասիրման աստիճանը և նշվում է հեղինակի դրական փորձը բնդհանրացնելու բարախտան սեղաֆային հեղեղաշրթրի ջրաբերուկների դարա տարման և նստվածքի դեպքերի (1) հափաարտմը, ալն օգտապորձիկի դարձնելով ամրոջը հեղեղաշրթի հման նրստվածքի ծափալներին և հաշիվները տանելու բոտ ֆրակցիաների՝ համոծալն (5) հափաարման [19]:

ЛИТЕРАТУРА

1. Егуазаров Н. В. Расход плекомых потоком наносов. Изв. АН АрмССР, 1949, № 5. К определению начальной всплывшей силы. То же, 1950, № 1. Расход допных наносов ДАН АрмССР, 1950, т. XI, № 4. Транспортирующая способность открытых потоков. Известия ОН АН ССР, 1956, № 2. Общее уравнение продолжительной транспортирующей способности потока для несвязных наносов. ДАН, ССР, 1956, т. 107, № 4.
2. Егуазаров Н. В. Обобщенное уравнение транспорта несвязных наносов, коэффициент сопротивления русла и неразмыкающая скорость. Труды III Гидрологического съезда, 1957. Русловая секция. 1959 г. Гидрометеонадат.
3. Егуазаров Н. В. L'equation generale du transport des alluvions non cohesives par un courant fluide. Comptes Rendus du 7-me Congres A.I.R.H. a Lisbonne, 1957.
4. Егуазаров Н. В. К решению задачи о транспорте наносов любых фракций с учетом влияния концентрации в слое придонной мутиности. Известия ОН АН СССР, Энергетика, 1959, № 5.
5. Егуазаров Н. В. Calcul du debit solide et influence de la couche de grande concentration du fond. Журнал Bouille Blanche, 1959, № 3.
6. Osborne Reynolds. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. Works v. II, p. 203. 1885. Cambridge University Press 1901.
7. Bagnold R. Experiments on a gravity-free dispersion of large solide spheres. Proc Royal Soc. London. v. 225, 1954.

8. Дементьев М. А. Интерференция двух сфер в потоке жидкости. Известия ВНИИГ, т. 15, 1935. Транспорт одиночного твердого тела неоднородных потоком жидкости. То же, т. 54, 1955.
9. Гончаров В. И. Движение наносов. 1933, Ленинград. Основы динамики русловых потоков. 1954, М. Гидрометеониздат.
10. Bagnold R. The physics of blown sand. 1941 и 1944. Methuen, London. The movement of desert sand. Geogr. Journ. 1935, № 3. London. Proc. Royal soc. London, v. 157, 1937, v. 164, 1938. The movement of a cohesionless granular bed by fluid flow over it. Brit. Journal appl. physics 1951, № 2. Mechanism of transport of solid grains. Hydr. Research 1947—51, 1952, London.
11. Bagnold R. Some flume experiments on large grains. Institution of Civil Eng London. 1955, April.
12. Kallinske A. A. Criteria for determining sand transport by surface creep and saltation. Tr. Am. Geophys. Union. 1942, pp. 639—642.
13. Bagnold R. Measurement of very low velocities of water flow. „Nature“, 1951, 23 June.
14. Минц Д. М. и Шуберт С. А. Гидрантика зернистых материалов. 1955. Изд. Мин. Коммун. Хозяйства РСФСР.
15. Cohen de Lara. Coefficient de perte de charge en milieu poreux. Журнал Houille Blanche, 1955, № 2.
16. Гагарин А. М. и Заминин А. А. О стесненном падении частиц. ДАН Арм. ССР, 1956, т. 22, № 1; 1957, т. 25, № 4; 1958, т. 26, № 1 и 2.
17. Смирнов Н. А. и Еркова Л. Н. Стесненное падение частиц. Журнал Прикладной Химии, 1956, т. 39, вып. 8.
18. Егизаров И. В. Научное Сопещение по гидромеханизации земляных и горных работ. 1959, апрель. Совет на проблемах народного хозяйства АН СССР, 1959, май. Сборник Совета, № 1, 1960.
19. Егизаров И. В. Попытки теоретического расчета твердого стока р. Гедар при подокаменном (селевом) паводке 1946 года. Сб. Селевой Комиссии АН СССР, 1950, и Сборник „Селевые потоки и меры борьбы с ними“, АН СССР, 1957, стр. 98—132.
20. Великинов М. А. Русловый процесс, 1958. Госфизматиздат. Труды III Гидрологического съезда 1957. Русловая секция. Гидрометеониздат.
21. Schraeder K. B. и Raitt D. B. Total suspended sediment from vertical transport distribution. U. S. Bureau of Reclamation. 1952 Denver Colorado.
22. Benedlet P. C. и Matejka. The measurement of total sediment load in alluvial streams. Proc. 5—th Hydr. Cont. 1952 University of Iowa, USA.
23. Журнал Houille Blanche, 1955, № 3.
24. Франкль Ф. И. К теории движения взвешенных наносов. ДАН СССР, 1953, т. 92, № 2.
25. Франкль Ф. И. Уравнение энергии для движения жидкостей со взвешенными наносами. ДАН СССР, 1955, т. 102, № 5.
26. Маккавеев В. М. К теории турбулентного режима и взвешивания наносов. Изв. ГТИ, № 32, 1931. Процессы турбулентного перемешивания и динамика русловых потоков. Гидрометеониздат, 1951. О теориях движения турбулентных потоков содержащих взвешенные наносы. Изв. ОТИ АН СССР, № 2, 1952.
27. Дементьев М. А. О кинематике турбулентных потоков песчаных смесей. Научное Сопещение по гидромеханизации земляных и горных работ. 1959, апрель.
28. Саноян В. Г. и Анимян А. К. К вопросу теории движения наносов в турбулентном потоке. Научное Сопещение по гидромеханизации земляных и горных работ. 1959, апрель.
29. Егизаров И. В. Моделирование русловых процессов. Сборник „Русловые процессы“, 1953, АН СССР. Моделирование русловых процессов. ДАН СССР, 1953, т. 92, № 4.