

**Академия Наук Грузии  
Институт водного хозяйства**

**О.Г. Натишвили  
В.И. Тевзадзе**

**ОСНОВЫ ДИНАМИКИ СЕЛЕЙ**

**Тбилиси  
2007**

**anotacia**

მონოგრაფიაში განიხილება რიგი პრობლემებისა, დაკავშირებული ღვარცოფების დინამიკასთან და მათ შორის ამ ნაკადების ტალღურ მოძრაობასთან. ღვარცოფის თანაბარი მოძრაობის მოდელი მიღებულია, როგორც „სამუშაო აბსტრაქცია“, რაც გამოიყენება ბუნებაში მიმდინარე რეალური პროცესების აღსაწერად არათანაბარი ან ტალღური მოძრაობის სახით.

მარტივი პრაქტიკული მაგალითების განხილვით ავტორები აცნობენ მკითხველს იმ ძირითად იდეებსა და კვლევების შედეგებს, რომლებიც მათ მიერ განხორციელებული იყო ღვარცოფული ნაკადების ტალღური მოძრაობის შესწავლის დარგში, რასაც უმრავლეს შემთხვევაში აქვს ადგილი ბუნების მკვეთრად განსხვავებულ პირობებში, მათ შორის ამ ნაკადების ფორმირებისა და სხვადასხვა სახის ღვარცოფსა-წინააღმდეგო ნაგებობებზე ზემოქმედების დროს.

მონოგრაფია შესაძლოა წარმოადგენდეს იმ სპეციალისტების დაინტერესების სფეროს, რომელთაც შეეხება აქვთ სამეცნიერო-კვლევით, საძიებო, საპროექტო, სამშენებლო და საექსპლუატაციო ხასიათის სამუშაოებთან, აგრეთვე სტუდენტების, ასპირანტების, მაგისტრანტებისა და დოქტორანტებისათვის, რომლებიც დაკავებული არიან ღვარცოფული მოვლენებისა და მომიჯნავე პროცესების შესწავლის საკითხებით.

რედაქტორი: საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიისა და რუსეთის ფედერაციის სოფლის მეურნეობის მეცნიერებათა აკადემიის აკადემიკოსი  
**cotne mirxulava**

რეცენზენტი: ტექნიკის მეცნ. დოქტორი, პროფესორი  
**givi gavardaSvili**

## **ОСНОВЫ ДИНАМИКИ СЕЛЕЙ**

### **Аннотация**

В монографии рассматривается круг проблем, связанных с динамикой селей и, в том числе, волновыми режимами их движения. Модель равномерного движения селевого потока принимается, как некоторая "рабочая абстракция", служащая инструментом для описания реальных процессов, протекающих в природе в форме неравномерного или волнового движения селей.

На простых примерах практики авторы знакомят читателя с основными идеями и результатами исследований в области волнового движения селевых потоков, протекающих в большинстве случаев в самых различных условиях, в том числе, при формировании и при воздействии их на различные виды противоселевых сооружений.

Работа может заинтересовать специалистов, соприкасающихся с проблемами научных исследований, изысканий, проектирования, строительства и эксплуатации противоселевых мероприятий, а также студентов, аспирантов, магистрантов и докторантов, занимающихся изучением селевых явлений и сопредельными их процессами.

Редактор: академик АН Грузии и Россельхозакадемии

**Цотне Евгеньевич Мирхулава**

Рецензент: докт. техн. наук, профессор

**Гиви Валерианович Гавардашвили**

## **THE FUNDAMENTALS OF DEBRIS-FLOW DYNAMICS**

### **Annotation**

The monograph deals with a range of problems connected with the dynamics of debris-flows, including the undular regimes of their movement. The model of uniform motion of debris-flow stream is adopted as a certain "working abstraction", serving as a tool for the description of the real processes occurring in nature in the shape of non-uniform or undular motion.

Using simple examples from practice, the authors familiarize the reader with the basic ideas and results of studies in the area of the undular movement of debris-flows, occurring in majority of cases in most diverse conditions, including at the stage of their formation at their impact on various types of debris-flow-control structures.

The work may interest specialists concerned with problems of scientific research, design, construction and exploitation of debris-flow-control items, as well as students, postgraduates, those working for master's and doctor's degrees and engaged in the study of debris-flow phenomena and related processes.

Editor: **Tsotne E. Mirtskhoulava**,  
Member of the Georgian Acad. Sc.  
and of the Russian Agricultural Academy

Reviewer: professor **Givi Gavardashvili**,  
Dr. Tech. Sc.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора .....	9
Предисловие .....	12
ВВЕДЕНИЕ	
0.1. Квазигодородное течение .....	15
0.2. Раздельное (расслоенное) движение .....	17
0.3. Реологические модели .....	23
0.4. Сводка некоторых соотношений для характеристики двухфазных потоков в рамках одномерного квазиоднородного движения .....	26
ГЛАВА 1. ОДНОМЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ	
1.1. О природе селевых потоков .....	30
1.2. Обобщенный метод определения расхода безнапорного равномерного движения ньютоновских и неньютоновских жидкостей .....	32
1.2.1. Вывод основного уравнения .....	32
1.2.2. Учет влияния формы поперечного сечения русла на гидравлические элементы потока .....	42
1.3. Дифференциальные уравнения одномерного движения селевых потоков .....	45
1.3.1. Дифференциальные уравнения связанных селевых потоков .....	45
1.3.2. Дифференциальные уравнения турбулентного движения наносонесущих потоков .....	47
1.4. Приближенное интегрирование одномерных дифференциальных уравнений движения селевых потоков .....	52
1.4.1. Интегрирование дифференциального уравнения установившегося неравномерного движения связанного селевого потока в открытых призматических руслах .....	52

1.4.2. Интегрирование дифференциального уравнения установившегося неравномерного движения связанного селевого потока в открытых непризматических руслах .....	62
1.4.3. Решение практической задачи неустановившегося движения связанного селевого потока .....	63
1.4.4. Приближенное интегрирование уравнения одномерного движения наносонесущего потока, с переменным расходом при постоянной глубине .....	66
ГЛАВА 2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТРАНСПОРТИРОВКИ НАНОСОВ СЕЛЕВЫМИ ПОТОКАМИ	
2.1. Силы действующие на крупный камень расположенный на дне русла, при воздействии водного потока .....	68
2.2. Перемещение крупного камня в русле водотока .....	74
2.3. Работа, затрачиваемая на перемещение крупного камня при его движении на прямолинейном участке русла .....	81
2.4. Расчет характеристик движения головной части связанного селевого потока .....	89
ГЛАВА 3. ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ	
3.1. Волны в связанных селевых потоках .....	93
3.1.1. Введение .....	93
3.1.2. Непрерывные волны в связанных селевых потоках .....	95
3.1.3. Динамические волны в связанных селевых потоках .....	103
3.1.4. Исследование неустойчивости длинных одномерных волн при движении связанного селевого потока в руслах с положительным уклоном дна водотока .....	105
3.1.5. Исследование "моноклиальной" волны в связанных селевых потоках .....	106
3.2. Расчет длинных волн одного направления наносонесущего потока .....	114

3.3.	Решение задачи малых отклонений на свободной поверхности связного селевого потока от глубины равномерного движения .....	118
3.4.	Устойчивость равномерного движения селевого потока в руслах с большими уклонами .....	122
3.5.	Критерии устойчивости равномерного движения наносонесущего потока .....	123
3.6.	Критерий устойчивости равномерного движения связного селевого потока .....	130
3.7.	Определение скорости динамической волны при расслоенном движении разноплотностного (связная селя, вода) потока .....	137
ГЛАВА 4. МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ И ОСТАНОВКИ СВЯЗНОГО СЕЛЯ НА КОНУСЕ ВЫНОСА		
4.1.	Элементы теории волнообразного формирования связного селя в эрозионном врезе .....	145
4.2.	Расширение и остановка связного селевого потока на конусе выноса .....	150
ГЛАВА 5. ТРАНСФОРМАЦИЯ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ		
5.1.	Трансформация связного селевого потока в несвязный .....	161
5.2.	Гидравлический расчет противоселевого сооружения с донной решеткой для гашения кинетической энергии несвязного селевого потока с целью трансформации его в обыкновенный наносонесущий поток .....	162
ГЛАВА 6. ПРЕДПОСЫЛКИ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА НЕКОТОРЫХ ПРОТИВОСЕЛЕВЫХ СООРУЖЕНИЙ		
6.1.	Расчет напорного и безнапорного движения связного селя в галереях .....	169
6.2.	Установление высоты волны повышения при входе связного селевого потока в напорных сооружениях ..	176

ГЛАВА 7. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ  
ПОЧВООХРАННЫХ МЕРОПРИЯТИЙ

7.1.	Влияние волнового режима движения водного потока по склону на интенсивность эрозии почв .....	181
7.2.	Проектирование противоэрозионных мероприятий с использованием ветиверных растений .....	186
	Заключение .....	198
	Литература .....	200
	Алфавитный указатель .....	205

### От редактора

В этом кратком предисловии редактор не смог воздержаться от искушения не сделать замечание и, на его взгляд, очень нужную и полезную книгу, не назвать "Основы динамики бешеных потоков – Гварцопи".

К этому замечанию меня подтолкнуло то, что как я писал в журнале "Геоэкология" №1, 2006, с. 57 "из всех видов наводнений наибольшей катастрофичностью отличаются селевые потоки, на разных языках называемые по-разному. Одним из наиболее емким, образным представляется его грузинское название – *гварцопи*, что означает "бешеный поток" (гвари – поток, цопи – бешеный). Этот поток действительно бешеный, особенно опасный своей вероломностью, огромной разрушительной силой, наступающий внезапно и нарастающий быстро, порой мгновенно. В такой небольшой стране, как Грузия, насчитывают более 1000 очагов потенциальных селей. Можно сказать, что без риска нет и не может быть реальной жизни в горных регионах страны. Особую тревогу вызывает то, что селевые потоки уносят много жизней. К сожалению, надежная "вакцина" для борьбы с селями до сих пор не найдена".

Кроме этой выдержки немаловажно то, что именно специалисты из Грузии впервые в мировой практике организовали обширные натурные, лабораторные и теоретические исследования. Здесь в первую очередь должна быть отмечена исключительная заслуга основоположника изучения селевых потоков профессора Михаила Сергеевича Гагошидзе и вслед за им академика АН Грузии О.Г. Натишвили, профессоров, докт. техн. наук В.И. Тевзадзе (авторов настоящей монографии), Г.В. Гавардашвили, кандидатов технических наук Г.М. Беручашвили, отца и сына И.И. Херхеулидзе и Г.И. Херхеулидзе и многих других, конечно, не умаляя заслуги видных специалистов других стран. Надеюсь, что они простят

меня.

Обозревая существующую литературу, смело можно сказать, что Грузинская школа занимает ведущее место в мире. Об этом говорили и участники международного семинара по противопаводковым мероприятиям ООН в Тбилиси еще в 1969 г.

Несмотря на отмеченное, авторы не захотели менять название, их воля, они же авторы. Но жаль.

Селеведение, как самостоятельная область знаний, претерпела значительный прогресс в XX веке и продолжает интенсивно развиваться в настоящее время. Причиной тому послужили участвовавшие случаи прохождения селевых потоков на горных и предгорных территориях многих стран мира, в том числе и на Кавказе, сопутствующим им значительными материальными ущербами и нередко даже человеческими жертвами.

Повышенный интерес мировой научной общественности к селевым явлениям и методам борьбы против них подтверждается необходимостью регулярного проведения в различных регионах мира (1997 г. Сан-Франциско, США; 2000 г. – Тайбей, Тайвань; 2003 г. – Пятигорск, Россия; 2007 г. – Ченедун, Китай; 2008 г. – Пятигорск, Россия) международных форумов ученых под многозначным наименованием, отражающим суть проблемы – "Смягчение селевой опасности: механика, прогноз и оценка ущерба". При этом следует отметить, что на этих форумах ученых обсуждаются практически все аспекты, с которыми связано это явление природы.

Поэтому появление каждой новой публикации вызывает значительный интерес среди специалистов различного профиля – научных работников, проектировщиков и эксплуатационников.

Настоящая монография представляет собой результат обширных исследований известных авторов, занимающихся

изучением селей не один десяток лет. В предлагаемой вниманию читателей книге освещается один из основных разделов селеведения – динамика селей и, в том числе, волновой режим их движения, на что ранее не обращалось внимание. Привлекательным в настоящем труде является то, что для анализа этого сложнейшего явления природы выбран метод одномерного моделирования процесса, значительно облегчающий практическое применение полученных им результатов, правда, в ущерб определенной корректности решения задачи, но соответствующий явлениям, протекающим в природе.

Нельзя не упомянуть мнение авторов, и с которым нельзя не согласиться, о том, что "простота подхода с одномерной точки зрения выгодно и с той позиции, что взаимодействие между фазами и руслом можно оценить интегральным членом сопротивления, который легко поддается измерению экспериментально", чего нельзя сказать при двух и трехмерном моделировании.

В книге дается ряд оригинальных решений отдельных задач динамики селей, сопровождаемые примерами расчета наиболее распространенных на практике случаев.

Изложенные в монографии положения смело можно использовать для случаев практики при гидравлических расчетах селей и противоселевых сооружений.

Следует надеяться, что книга и изложенные в ней положения с интересом будут встречены специалистами.

Академик АН Грузии и  
Россельхозакадемии,  
доктор технических наук  
профессор

Ц. Мирцхулава

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель книги – изложить основные результаты исследования авторов за последние годы в области изучения, связанных с гидравликой селевых потоков и показать, как эти исследования могут быть использованы при расчете сооружений для сохранения устойчивой экологической ситуации на горных водотоках и окружающей среды.

В работе не дается перечень и анализ существующих исследований в области селевых потоков, что потребовало бы значительного объема книги. Книга не носит форму научной хроники, и она задумана таким образом, что ею можно было пользоваться без частого обращения к другим публикациям, из-за чего библиографический список в конце книги весьма краток.

Книга предназначена для специалистов, желающих заниматься прикладными вопросами в данной области, и поэтому многие решения проиллюстрированы примерами, доведенными до числовых результатов, что облегчает их практическое применение.

Исследования авторов опираются на принципах гидромеханики, гидравлики и реологии лишь в той части, которая относится к кругу инженерных задач. Рационализм вышеуказанных дисциплин, по мнению авторов, заключается в том, что они не допускают размежевание науки на аксиоматическую и естественную, что открывает широкие возможности исследователям черпать результаты из достижений этих наук для их приложения к практическим задачам.

В работе не дается исчерпывающие определения многих явлений (или процессов), однако часто используются интуитивные, феноменологические представления об особых формах этих процессов.

Опираясь на основные закономерности динамики селевых потоков и принципах их взаимодействия с противоселевыми сооружениями, делается попытка в первом приближении прогнозировать не только результаты последствий прохождения селевых потоков, но и возможные экологические послед-

ствия на горных водотоках. На основе этих прогнозов предлагаются методы защиты окружающей среды и хозяйственных объектов, смягчающих вредное воздействие упомянутых потоков на эти объекты среды.

Несколько слов о термине "селевые потоки". Справедливости ради следует отметить, что упомянутый термин не является вполне корректным, т.к. само слово "сель" вмещает в себе и понятие "потока", ибо сель – это движущаяся среда, а не какая-нибудь масса, находящаяся в состоянии покоя. Однако подобное словосочетание настолько укоренилось в научной литературе. Что авторы сочли преждевременным отказаться от этого термина из-за чего в тексте монографии он доминирует.

Работа состоит из введения и семи глав.

Вводная часть содержит общеизвестные материалы, касающиеся квазигомогенным и отдельным течениям обыкновенных наносонесущих и селевых потоков. Приводятся сведения о реологических моделях и уравнениях. Вводная часть заканчивается сводкой об основных соотношениях для характеристики двухфазных потоков в рамках квазигомогенного одномерного движения, что служит базой для решения инженерных задач, рассматриваемых в последующих главах.

Первая глава содержит необходимые сведения для составления гидравлических (одномерных) уравнений селевых потоков. Дается вывод дифференциальных уравнений для описания движения таких потоков и методы приближенного их интегрирования для простых случаев.

Во второй главе затрагиваются вопросы силового воздействия водного потока на крупные камни, лежащие на дне русла при расслоенном течении. Оценивается величина части энергии потока для перемещения камня на прямолинейном участке реки.

Формы и виды волновых режимов движения селевых потоков рассматриваются в третьей главе. Здесь же приводятся критериальные соотношения для оценки устойчивости первоначального равномерного движения селевых и наносонесущих потоков.

Четвертая глава посвящается вопросам формирования связанных высоковязких селевых потоков в верховьях водотока и их остановки на конусах выносов.

Вопросы трансформации селевых потоков в обыкновенные наносонесущие потоки и предпосылки гидравлического расчета некоторых противоселевых сооружений затрагиваются в пятой и шестой главах.

Седьмая глава посвящается вопросам почвоохранных мероприятий при водной эрозии.

Книга может оказаться полезной для специалистов, работающих в области защиты окружающей среды и различных видов объектов хозяйственного назначения.

Следует отметить, что редактор настоящей книги, академик Ц.Е. Мирцхулава, при ознакомлении с ней сделал ряд полезных замечаний, учет которых, безусловно, положительно отразился на общий уровень многографии.

Авторы благодарны так же профессору, докт. техн. наук Г.В. Гавардашвили за тот труд, который он проделал в качестве рецензента.

Нельзя обойти без внимания и всех тех коллег-дорожников, которые способствовали изданию настоящей книги, усмотрев в ней возможность применения основных ее положений при проектировании ряда противоселевых сооружений, предназначенных для защиты автомагистралей, железных дорог и других объектов от вредного воздействия селевых явлений.

Сознавая сложность рассматриваемой проблемы, а также некоторые необходимые допущения, нередко диктуемые объективными причинами, авторы считают, что ряд положений, изложенных в настоящей книге, нуждаются в совершенствовании, поэтому любые пожелания и замечания будут приняты авторами с благодарностью и учтены в их дальнейших разработках.

О.Г. Натишвили

В.И. Тевзадзе

# ВВЕДЕНИЕ

## 0.1. КВАЗИОДНОРОДНОЕ ТЕЧЕНИЕ

Материальная система может быть как *дискретной*, состоящей из отдельных материальных точек, так и *сплошной*. Раздел теоретической механики, занимающийся движениями сплошных систем, носит название механики сплошных сред. Учение о течении многофазных (полифазных) сред является разделом механики жидкостей и газов и опирается на ее принципы. Фазой называется одно из основных веществ, которое может быть газообразным, жидким и твердым. Многофазное течение – это совместное течение нескольких фаз. Двухфазное течение представляет собой простейший случай многофазного движения.

В настоящей работе под двухфазным течением подразумевается совместное перемещение воды и твердых частиц грунта. Нередко двухфазные потоки именуют двухкомпонентными. Термины "двухкомпонентный" и "двухфазный" не являются синонимами. В двухфазных потоках между фазами (т.е. на их контактных поверхностях) обязательно наличие поверхностей раздела, на которых свойства фаз изменяются скачкообразно, тогда, как в двухкомпонентных системах между фазами резкие скачки отсутствуют. В двухкомпонентных потоках составные компоненты могут быть обе капельными жидкостями (например: вода – нефть), т.е. жидкости, состоящие из разных химических веществ, нередко с разными плотностями.

В данном параграфе рассматривается квазиоднородное течение, где справедливо использование обоих терминов в качестве синонимов, так как математические методы, с помощью которых описываются двухфазные или двухкомпонентные системы с позиции квазиоднородной трактовки явления не имеет существенное значение, т.к. в данном случае

внутренняя структура потока не рассматривается.

Течение двухфазных потоков – это фактически раздельное течение составных фаз смеси, особенно при изучении вопросов турбулентных (несвязных) селей. Поэтому логично для анализа использовать уравнения неразрывности, динамики и энергии отдельно для каждой фазы совместно с зависимостями, характеризующими величину взаимодействия фаз между собой и с направляющим руслом.

Такой подход сложный, т.к. число переменных, подлежащих определению (скорости отдельных фаз, расходы фаз и др.), превышает число основных уравнений и требуют для их замыкания обращаться к дополнительным корреляционным соотношениям.

К числу упрощенных подходов относится трактовка действительного процесса с "квазиоднородной" позиции. Это простейший метод исследования, где упрощение осуществляется осреднением по живому сечению как физических величин составных фаз, так и исходных уравнений, еще на стадии их составления, где смесь потока рассматривается, как квазиконтинуум, дающее возможность поведение полифазных потоков описать уравнениями однофазного потока. Подобное допущение позволяет при анализе оперировать средними параметрами и характеристиками смеси (удельный вес, плотность и др.). Указанные "кажущиеся" характеристики являются средневзвешенными и не соответствуют свойствам составных элементов смеси (вода, камень, мелкозернистая часть, коллоидные частицы и др.).

Наряду со сказанным, если трактовать явление движения с позиции одномерной (гидравлической) задачи, действительный процесс еще более упрощается и с практической точки зрения (особенно для русловых процессов) полученные окончательные результаты в большинстве случаев дают удовлетворительные результаты. При этом наряду с физическими

средними характеристиками следует оперировать и средними, гидравлическими элементами потока (средняя по живому сечению скорость смеси, расход, суммарное сопротивление движению и др.).

Полученные таким путем расчетные зависимости по форме простые и при приложении к инженерным задачам нередко дают удовлетворительные для практики результаты.

Так как в квазиоднородной модели смесь принимается однородной средой с усредненными свойствами, поэтому сама структура потока не рассматривается.

Простота подхода с одномерной точки зрения выгодна и с той позиции, что взаимодействие между фазами и руслом можно оценить интегральным членом сопротивления, который легко поддается измерению экспериментально, как в лабораторных, так и полевых условиях.

Нередко при решении конкретных задач несправедливость квазиоднородного подхода очевидна, на что следует обратить особое внимание. Такие задачи следует решать с позиции раздельного (расслоенного) движения.

## **0.2. РАЗДЕЛЬНОЕ (РАССЛОЕННОЕ) ДВИЖЕНИЕ**

В модели раздельного движения потока каждая фаза смеси характеризуется собственными физическими и динамическими параметрами. Для описания поведения каждой фазы смеси составляются соответствующие самостоятельные уравнения: динамики, неразрывности, энергии др.

Исходя из конкретной задачи, в некоторых случаях используются самостоятельные уравнения динамики для отдельных фаз, а уравнения неразрывности – для смеси в целом.

Широкое распространение получило решение практических задач, когда уравнение динамики пишется для однофазного

(т.е. для водной части) потока, а уравнение неразрывности (или уравнение деформации русла) для наносонесущего потока. Отмеченный подход объясняется тем, что на динамическое уравнение наличие наносов существенно не влияет, с чем нельзя согласиться особенно в тех случаях, когда концентрация взвеси в смеси значительна.

При анализе классической модели раздельного движения смеси, число уравнений, описывающих процесс движения, нередко удваивается. В таких случаях количество переменных, подлежащих определению, превышает число основных уравнений. Система уравнений в таком случае не замкнута, и требуются замыкающие зависимости, устанавливающие корреляционные связи между фазами. В граничных условиях для установления корреляционных связей между фазами необходимо принять во внимание поверхностные эффекты. В однофазных потоках поля напряжений и скоростей не имеют разрыва. В двухфазных же течениях происходит скачкообразное изменение скоростей и напряжений на контактных поверхностях раздела фаз. Касательное напряжение на поверхности раздела фаз характеризуется скачком пропорционально градиенту поверхностного напряжения.

Эти и многие сложные вопросы в рамках одномерной трактовки явления учитываются в члене суммарного сопротивления движению, что заметно упрощает задачу, а суммарный (интегральный) член сопротивления можно определить без затруднения теоретическими или экспериментальными подходами.

Простейшим примером раздельного движения двухфазного потока считается горизонтальный поток, в котором под действием силы тяжести частицы наносов концентрируются у дна русла. Степень разделения определяется балансом между выталкивающей силой, вертикальной составляющей пульсационной скорости, действующей на частицу и силами,

обусловленными движением частиц относительно жидкости. Этот баланс часто выражается отношением конечной скорости осаждения (т.н. гидравлической крупностью) к скорости трения частиц о жидкости (с учетом процесса обтекания жидкой фазой частиц в увязке с размером частиц).

В том случае, когда происходит движение смеси при малых скоростях, твердые взвешенные частицы наносов начинают выпадать, т.е. имеем дело с движением потока с переменным расходом вдоль пути. В таком случае переменность расхода обуславливается за счет изменения лишь твердого компонента смеси. Решение подобных задач возможно на базе интегрирования общего дифференциального уравнения одномерного движения двухфазного потока; подход дает возможность разрешить такие важные вопросы, как: расчет отстойников, оценка общих и местных русловых деформаций; осуществить прогноз заиления наносами горных водохранилищ, оценить движение плотных наносонесущих потоков в водохранилищах с целью эффективной промывки от наносов и др. [1, 2, 3, 4 и др.].

Обратим особое внимание в качестве примера на гидравлический расчет ирригационного отстойника. Известно, что отстойники ирригационного назначения должны обеспечивать осаждение, иногда, мельчайших наносов, в зависимости от транспортирующей способности потока воды в сети оросительных каналов. Поэтому длина отстойников на оросительных системах периодического действия достигает 2000÷3000 метров и более [3]. В них недопустимо также и переосветление потока, т.к. оно влечет за собой кроме возможного размыва канала, понижение плодородия почвы, вследствие уменьшения количества поступающих на поле наносов с незначительными диаметрами частиц. Для расчета отстойников с периодической очисткой предложен ряд зависимостей, которые в большинстве случаев дают, с практической точки

зрения, удовлетворительные результаты.

В работах [1, 2, 3] рассматривается расчет отстойников с периодической очисткой с позиции раздельного движения фаз. В указанных работах впервые было рассмотрено движение двухфазного потока с переменным расходом лишь твердого компонента смеси вдоль пути. Полученные зависимости позволяют определить длину прокопа – отстойника для осаждения частиц наносов с заданным диаметром и концентрацией в каналах низшего порядка.

Аналогичный подход был также использован при расчете отстойников непрерывного действия. Эти результаты нетрудно распространить в расчетах водохранилищ, где требуется удаление концентрированного плотного потока с целью удлинения службы эксплуатации горных водохранилищ.

Характерным примером "относительного" раздельного "движения" можно отнести процесс определения величины гидравлической крупности твердых частиц. Правда, в таких случаях фаза "1" неподвижна, но фаза "2" осуществляет (за счет силы тяжести) раздельное перемещение, а фаза "1" оказывает сопротивление свободному падению твердой составляющей смеси, вызывая в фазе "1" процессы ее (воды) возмещения и этим нарушает устойчивость всей системы.

Простому случаю раздельного течения можно отнести параллельное движение фаз. В таком случае задача сводится к определению коэффициента скольжения между фазами. Такие эксперименты для "взвешенных" частиц разного размера были поставлены в лабораторных условиях с частицами объемным весом наносов и объемным весом частиц, равной с объемным весом воды. Указанные опыты охватили лишь движение одиночных частиц без учета группового перемещения взвеси в водном потоке в горизонтальном направлении.

Нельзя не указать на эксперименты раздельного движения крупных камней по оригинальной методике [5],

позволяющей измерить силу удерживания частиц на дне русла, оставляя при этом без изменения заданный режим потока и не нарушая ее структуру.

Исследуемые частицы были выполнены с оболочкой из ферромагнитного материала и удерживались на дне потока магнитным полем. При заданном режиме потока уменьшение величины силы магнитного поля приводит к отрыву частиц. Для проведения таких опытов был сооружен специальный лоток. Материал был выбран с учетом его диамагнитных свойств для предотвращения влияния магнитного поля на отрыв ферромагнитных частиц от дна лотка. Момент отрыва частиц строго фиксировался с помощью оптического волокна, смонтированного в лоток. Эксперименты проводились при равномерном режиме движения водного потока с частицами шарообразной формы, имеющими различный диаметр.

Методика позволила наблюдать за колебанием и расшатыванием частиц перед отрывом. При плавном уменьшении величины удерживающей силы шарообразная частица начинает колебаться, частота колебаний тем больше, чем меньше величина удерживающей силы, при дальнейшем уменьшении величины удерживающей силы наблюдается отрыв частицы.

Так как в момент отрыва частицы фиксировалась косвенная величина – сила тока, то был сделан тарировочный прибор для определения равнодействующей "активных" сил потока, отрывающих частицы от своего ложа, на котором создавались те же условия, что в лотке, т.е. шероховатость поверхности, нахождение частиц в воде; момент отрыва фиксировался с помощью оптического волокна.

При изучении силового воздействия потока на отдельно лежащие частицы использовалась методика рационального планирования эксперимента, которая позволила установить зависимость силового воздействия потока одновременно от нескольких основных, независимых друг от друга факторов,

строго фиксируемых на различных уровнях. К ним относятся: шероховатость поверхности русла, диаметр исследуемых частиц, уклон ложа и расход воды.

Из-за сложности поставленной задачи выбор формы был ограничен четырьмя равнообъемными частицами правильной формы с диаметром шара 10,81 мм, по которому были сделаны равновеликие ему куб, плоская и эллипсоидная частицы. Вес частицы имели объемный вес, равный объемному весу воды.

Попадая в потоке неокатанными, частицы на первом же этапе истирания приобретали окатанную форму. Наши исследования подтвердили опыты Шоклича, что при значительном истирании исходная форма сохраняется. Плоские частицы становятся тонкими, оставаясь плоскими, кубы и тетраэдры превращались в шары, параллелепипеды в эллипсоиды, а квадратные пластинки – в линзы.

Методика опытов позволила определить силовое воздействие потока на частицы различных форм, а коэффициент формы устанавливался, как отношение этих сил к силе, действующей на равнообъемный шар.

Для определения коэффициента формы использовалась также методика рационального планирования экспериментов.

Обработка данных позволила установить, что сила потока, отрывающая частицу от дна ложа зависит от коэффициента формы, шероховатости поверхности русла, диаметра исследуемых частиц, уклона лотка, расхода воды и глубины погружения в воде.

В работах [6, 7] сделана попытка количественно оценить мощность водного потока, что затрачивается для отдельного перемещения крупного камня на прямолинейном участке горного водотока. В предлагаемых зависимостях учитываются как формы камня, так и ее ориентация относительно вектора скорости поступательного водного потока в увязке с его гидравлическими характеристиками потока.

Можно также привести немало примеров раздельного перемещения двухфазных потоков.

Что касается вопроса раздельного движения двухкомпонентных потоков (вода-нефть), то способ решения этой задачи можно найти в [8].

### 0.3. РЕОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Слово "реология" происходит от греческого и означает "реο" – течь, "λογος" – учение. Реология охватывает широкий спектр физического состояния тел, начиная с твердых и кончая жидкостями. Основоположником метода моделей<sup>\*)</sup> или линейной реологии является Максвелл. Установление зависимостей между параметрами, описывающими явление, и есть построение модели. Каждая модель, отражая объективную реальность, имеет область существования, в которой она дает необходимую для практики точность. Наиболее универсальные модели именуют законами. В отличие от механического представления тел, реология не считает существенным физическое различие между твердыми и жидкими телами. Разницу она видит только в пределах релаксации, т.е. во времени, которое соответствует периоду ослабления напряжения в среде при неизменной деформации. Так, например, в случае быстрой деформации с периодом релаксации  $10^{-10}$  сек., вода ведет себя, как твердое тело и, наоборот, при медленной деформации с периодом релаксации  $10^6$  сек. бетон можно рассматривать как среду, обладающую свойствами текучести.

---

<sup>\*)</sup> Моделью называется совокупность представлений, зависимостей, условий, ограничений, описывающих процесс, явление. Модели могут иметь разную природу, структуру, язык и форму представления. В данной работе используется математическая модель, где реальный процесс отображается в форме уравнений с определенными ограничениями.

Сказанное указывает на то, что любое реальное тело обладает всеми реологическими свойствами, выраженными в разной степени.

Модели могут иметь разную природу, структуру, язык и форму представления. Моделями, которые в состоянии прогнозировать процесс в определенных граничных условиях, являются: Гуково тело, Ньютонова (вязкая) жидкость, пластическое тело Сен-Венана. Их часто именуют фундаментальными свойствами для соотношения моделей. В сложных моделях свойства тел выражаются с помощью разных комбинаций указанных фундаментальных свойств.

В научной литературе хорошо известны условные обозначения для наглядной характеристики реологических моделей и уравнений для описания их составления. Например, тело Гука можно представить спиральной пружиной. Ньютонову жидкость с помощью цилиндра, где вставлен поршень с зазором между ними. Для описания тела Сен-Венана удобной моделью является элемент сухого трения. Указанные модели можно усложнить и соединить их параллельно или последовательно. Например, при параллельном соединении тела Гука и Ньютоновской жидкости получается реологическая модель Кельвина, вязкопластическая модель Бингама тела составлена системой параллельно связанной жидкости Ньютона и тела Сен-Венана. По такому принципу составляются сложные реологические модели.

Реологическая модель является лишь аналогией, а не средством объяснения процесса. Для решения поставленной задачи от модели не требуется полного совпадения ее свойств со свойствами реального тела. Модель дает возможность выявить структурное или логическое средство системы, свойства которой хорошо известны (или относительно легко поддаются измерению) с подобными системами, но с неизвестными свойствами.

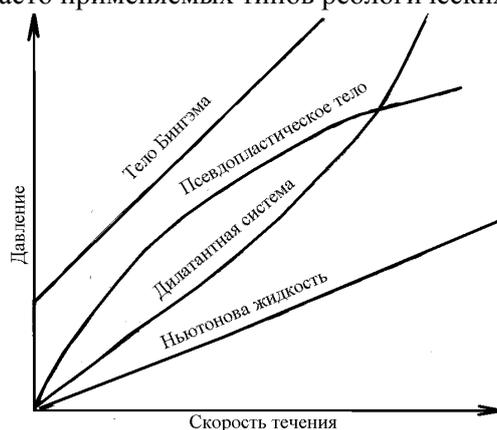
Под реологическими уравнениями сред понимают уравнения, связывающие компоненты тензоров напряжений, деформаций и их производных по времени. Такие уравнения часто не зависят от конкретных обстоятельств данного движения среды.

Представление любых сред, как некоторой реологической модели, позволяет математически описать основную связь между напряжениями, деформациями и временем. В наиболее общем виде реологическое уравнение состояния записывается как:  $R_\phi(T_H; T_D) = 0$ , где:  $R_\phi$  – реологическая функция;  $T_H$  – тензор напряжения;  $T_D$  – девятюр напряжения.

Как было отмечено, получается, что под реологическими уравнениями сред подразумевают уравнения, связывающие компоненты тензоров напряжений, деформации и их производных по времени. Эти уравнения часто не зависят от конкретных обстоятельств движения данной среды.

В последующих главах даются примерам применения некоторых реологических моделей для решения конкретных практических задач.

На рис. 0.3.1 для наглядности приводятся кривые течения наиболее часто применяемых типов реологических моделей.



**Рис. 0.3.1**

#### **0.4. СВОДКА НЕКОТОРЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ В РАМКАХ ОДНОМЕРНОГО КВАЗИОДНОРОДНОГО ДВИЖЕНИЯ**

Полезность трактовки явления движения с одномерной точки зрения для решения инженерных задач трудно оценить.

Под одномерным движением подразумевается движение, при котором скорость, давление и другие параметры потока зависят только от одной координаты, направление которой совпадает с направлением вектора скорости. В результате сказанного теряет смысл представление скорости или силы в векторной форме. Отмеченное не исключает плавное изменение параметров потока вдоль движения. Поэтому многие одномерные движение трактуют, как квазиодномерную задачу (плавноизменяющееся неравномерное движение и др.).

Гидравлика, как правило, пользуется осредненными показателями по живому сечению только в одном направлении, что, снижая точность, упрощает фактическое явление, заменяя фактический поток фиктивным потоком, но одновременно расширяет оперативную возможность применения полученных зависимостей для решения ряда важных инженерных задач.

В реальных условиях параметры потока (скорость, давление и др.) зависят от координат, т.е. среда является неоднородной.

Одномерная трактовка явления требует усреднения потока по живому сечению. В данном случае усреднение позволяет заменить неоднородный поток однородным фиктивным потоком при условии сохранения наиболее существенных для рассматриваемой задачи свойств течения. Естественно, что при любом усреднении не могут быть сохранены все свойства среды, так как при этом часть информации о потоке теряется.

Одномерное движение в природе не существует, но в

гидравлике эффективно используется указанный подход для решения практических задач.

Аналогично однофазного потока нередко движение полифазных потоков удобнее трактовать с одномерной точки зрения. А это требует, в отличие от однофазного потока, предварительно еще до стадии составления уравнений, в рассмотрение ввести некоторые характеристики для квазиоднородной модели движения. Ниже приводится сводка некоторых общеизвестных соотношений, используемых для решения практических задач.

Две фазы (компоненты) обычно различаются индексами 1 и 2. Фаза 2 часто считается дисперсной.

Рассмотрим одномерное стационарное движение двухфазного потока, в русле с наклоном дна к горизонту углом  $\theta$ , тогда массовый (весовой) расход смеси:

$$G = G_1 + G_2, \quad (0.4.1)$$

а объемный расход:

$$Q = Q_1 + Q_2. \quad (0.4.2)$$

Следовательно:

$$Q_1 = \frac{G_1}{\rho_1}, \quad (0.4.3)$$

$$Q_2 = \frac{G_2}{\rho_2}, \quad (0.4.4)$$

где:  $\rho$  – плотность.

Если обозначить через  $S$  осредненную по живому сечению объемную концентрацию смеси, то:

$$S = \frac{Q_2}{Q}. \quad (0.4.5)$$

Тогда массовая (весовая), осредненная по живому сечению, концентрация будет:

$$K = \frac{G_2}{G}. \quad (0.4.6)$$

Приведенные осредненные по живому сечению скорости  $U$  отдельных фаз, выраженные через объемной концентрации, будут:

$$U_1 = SV_1, \quad (0.4.7)$$

$$U_2 = (1-S)V_2, \quad (0.4.8)$$

$$U = U_1 + U_2, \quad (0.4.9)$$

где:  $V_1; V_2$  – соответственно истинные скорости фаз (компонентов).

Для характеристики осредненного движения квазиоднородной смеси:

$$U_1 = \frac{Q_1}{\omega}, \quad (0.4.10)$$

$$U_2 = \frac{Q_2}{\omega}, \quad (0.4.11)$$

$$U = \frac{Q_1 + Q_2}{\omega}, \quad (0.4.12)$$

где:  $\omega$  – площадь живого сечения смеси.

Из приведенных соотношений следует:

$$\frac{G_2}{G_1} = \frac{1-K}{K}, \quad (0.4.13)$$

$$\frac{1-K}{K} = \frac{V_1\rho_1(1-S)}{V_2\rho_2S}, \quad (0.4.14)$$

$$V_{1,2} = (V_1 - V_2) = -V_{2,1}. \quad (0.4.15)$$

Средневзвешенную скорость смеси можно определить по зависимости:

$$V = \frac{\frac{\rho_1 V_1 + \rho_2 V_2}{S} \cdot \frac{1-S}{\frac{\rho_1}{S} + \frac{\rho_2}{1-S}}}{\frac{\rho_1}{S} + \frac{\rho_2}{1-S}}. \quad (0.4.16)$$

Уравнение неразрывности (при постоянном расходе вдоль пути) имеет вид:

$$G = \rho V \omega = \text{const} . \quad (0.4.17)$$

А уравнение динамики для общего случая:

$$G \frac{dV}{dx} + \omega \frac{dP}{dy} - \chi \tau - \omega \rho g \sin \theta = 0 , \quad (0.4.18)$$

где:  $P$  – давление;  $\chi$  – смоченный периметр русла;  $\tau$  – осредненное касательное напряжение;  $g$  – ускорение силы тяжести.

Приведенные зависимости общеизвестны. Ими пользуются при решении многих инженерных задач.

Уместно привести определение термина осесимметричного движения, так как в некоторых последующих параграфах будет идти речь об этом виде движения.

Движение называется осесимметрическим, если все векторы скорости лежат в полуплоскостях, проходящих через некоторую прямую, называемую осью симметрии, причем во всех точках полуплоскостей картина поля одинакова.

# ГЛАВА 1. ОДНОМЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ

## 1.1. О ПРИРОДЕ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ

В горных и предгорных регионах определенная часть территорий находится в зоне разрушительного действия селевых потоков. Площадь этой зоны при непредусмотрительной деятельности человека (строительство дорог и каналов на косогорах, вырубки лесов на крутых склонах, разрушение дернового покрова в альпийских и субальпийских зонах, в результате интенсивной пастьбы скота, добыча полезных ископаемых и т.д.) может значительно увеличиться.

Восстановление поврежденных территорий в последствии становится трудным, а порою и невозможным; поэтому следует предварительно принять все меры для того, чтобы минимизировать допустить развитие негативных процессов и, в том числе, селевых явлений, способствующих нарушению относительно устойчивого состояния поверхности ландшафтов.

Мощные селевые потоки формируются, в основном, в эрозионных врезках, представляющих собой целую систему русел в верховьях горных водотоков, которые в результате непрерывного разрушения горных пород и движения их с вышележащих участков заполняются обломочной массой, подвергающиеся затем выветриванию, дроблению и измельчению под влиянием различных факторов. Образующаяся в результате подобных явлений грязевая масса обволакивает (в смеси со щебнем) обломочные материалы и заполняют пустоты между ними. Подготовленная таким образом в эрозионном врезе селевая смесь находится в связанном состоянии – достаточно ливня, интенсивного таяния снега или других причин, чтобы она обрушилась вниз, захватывая по пути

скальные обломки, камни, деревья и т.д.

Моренные и подледниковые отложения часто также представляют собой компоненты уже подготовленной селевой смеси. Если моренные отложения пропитываются водой на 10÷20% (по массе), то при наличии больших уклонов может образоваться грязекаменный поток [9]. При отсутствии ледников обвал подледниковых отложений также вызывает их движение. Грязекаменные потоки в таких очагах могут возникать и без ливней.

Селевые потоки могут формироваться также на оголенных поверхностях крутых склонов в верховьях горных водотоков при выпадении ливневых осадков после продолжительной засухи. В результате почти вся поверхность очага покрывается слоем пыли, а поскольку он водонепроницаем, происходит почти стопроцентный сток ливневых осадков в виде грязевой массы, вовлекающей в свое движение большое количество обломочного материала. Сформировавшаяся смесь движется по руслу водотока в виде связного (структурного) грязекаменного потока (если количество ливневых осадков находится в пределах 10÷20% веса всей селевой смеси), или несвязного потока (количество ливневых осадков составляет 70÷80% веса всей смеси), или ливневого паводка (количество ливневых осадков более 95% всей смеси [9]).

Таким образом, структурный (связной) селевой (грязекаменная смесь) поток состоит из скальных обломков, щебня, растительных остатков и обволакивающей их грязевой составляющей селя. Такой поток включает в себе 80÷90% (по массе) твердого материала и 10÷20% воды (в связном состоянии). Плотность подобной смеси 1,8÷2,3 т/м<sup>3</sup>, движущая среда – пластический грязекаменный конгломерат.

Турбулентный (несвязной) селевой поток – это водная среда, обогащенная коллоидной взвесью, он транспортирует щебенистую массу и отдельные крупные камни, его плот-

ность меняется от 1,1 до 1,7 т/м<sup>3</sup>, твердые включения – 10÷70%. Транспортирующая среда – водо-коллоидная смесь.

Как видно из изложенного, селевые потоки, в зависимости от плотности, можно отнести как к ньютоновским, так и неньютоновским жидкостям. Поэтому при решении конкретных практических задач требуется использование законов механики как ньютоновских, так и неньютоновских жидкостей.

Следует также не упустить из внимания, что в водотоках, где формируются связанные селевые потоки, возможно также формирование несвязных селевых потоков. Там, где формируются несвязные селевые потоки, формирование (в этом конкретном бассейне) связанных селевых потоков необязательно.

В разделе 4.1 рассмотрена модель волнообразного формирования связанного селя в эрозионном врезе.

## **1.2. ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСХОДА БЕЗНАПОРНОГО РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ НЬЮТОНОВСКИХ И НЕНЬЮТОНОВСКИХ ЖИДКОСТЕЙ**

### **1.2.1. Вывод основного уравнения**

Описание движения жидкости возможно как с аксиоматической, так и феноменологической точки зрения. Аксиоматический подход, это чисто математический подход, дающий возможность решить только определенный узкий круг практических задач. Феноменологический же подход является чисто прагматичным, дающим возможность приближенно решать конкретные инженерные задачи. Этот подход черпает результаты из достижений, как с аксиоматического, так и естественного подхода и использует их для решения возникающих перед нею конкретных задач.

В настоящей работе предпочтение дается феноменологическому подходу, где некоторые рассуждения часто носят

интуитивный характер и не опираются на строгих математических и физических постулатах. При этом подходе иногда допускаются кажущиеся на первый взгляд противоположные рассуждения для рассмотрения разных проблем, что делается для достижения конкретной цели при решении гидравлических задач. Для наглядности этого суждения достаточно сослаться на случай описания движения связного селевого потока, при котором делается попытка совместить как будто противоположные положения относительно "твердых" и "текучих" (вязких) тел (движение "квазитвердого" тела). Такое представление о движении неньютоновских тел приводит нас к нестроганому (приближенному) определению этих понятий. Для инженера это несущественно; важно, что подход удачно работает с позиции практических расчетов.

Концепция о "твердом" теле подразумевает, что величина деформации зависит от величины действующей силы, тогда как согласно концепции "вязкого" тела величины деформации зависят от скорости деформации. В первом случае тело сохраняет свою первоначальную форму, тогда как во втором случае этим свойством тело не обладает или обладает частично. Несмотря на противоречие, с практической точки зрения в феноменологическом подходе представляется возможным изучение вопросов динамики неньютоновских жидкостей, в том числе и селевых потоков, совмещая несовместимое.\*)

В данном случае основное внимание сосредоточивается на то, что жидкость (т.е. селевой поток) "прилипает" к стенке русла, в результате чего у контактной плоскости потока с руслом наблюдается градиент скорости.

В последнее время в технической литературе появились работы, которые рассматривают явления "скольжения"

---

\*) Совмещение несовместимости часто трактуется как "кентавризм", указывая на возможность сосуществования противоположностей.

неньютоновских жидкостей на контактной поверхности без прилипания. Аналогичную схему можно применить и по отношению вязных селей.

В общем случае жидкость, конечно, не "скользит" по контактной поверхности потока с руслом, как "твердое" тело. Неньютоновские же жидкости могут "скользить" по поверхности, как "твердое" тело, лишь в том случае, если касательное напряжение у контактной поверхности меньше предела текучести неньютоновской жидкости. Когда касательные напряжения превышают этот предел, наблюдается скольжение на прослойке пристенного граничного подслоя.

В настоящей части работы делается попытка выразить расход безнапорного движения как ньютоновских, так и неньютоновских жидкостей с помощью модели  $Q = f(\tau)$  ( $Q$  – расход жидкости,  $\tau$  – касательное напряжение<sup>\*)</sup>). О возможности выражения расхода через напряжение отмечают в работах [6, 18, 26 и др.]. Подставляя в зависимости  $Q = f(\tau)$  конкретное значение  $f(\tau)$  и осуществляя интегрирование полученного уравнения с учетом граничных условий, можно получить зависимость для установления расхода жидкости с различными реологическими характеристиками.

Существующие зависимости реологического характера, которые связывают градиент скорости с напряжением сдвига, делятся на две группы: к первой группе относятся так называемые "стационарные жидкости"; с реологической точки зрения эти жидкости, для которых скорость сдвига зависит от величины только касательных напряжений; ко второй группе относятся "нестационарные жидкости" – эти жидкости, в которых скорость сдвига является как функцией величины

---

<sup>\*)</sup> Установление зависимостей между параметрами, описывающими явление в конечном счете и есть построение модели. Универсальные же модели считаются законами.

касательных напряжений, так и времени, т.е. продолжительности действия силы на тело.

Настоящая работа охватывает только первую группу, т.е. группу реологически "стационарных жидкостей", которые со своей стороны делятся на ньютоновские и неньютоновские жидкости.

Расход безнапорного равномерно движущегося потока с полной глубиной  $H$  и при условии "прилипания" жидкости на стенке русла можно определить по зависимости:

$$Q = B \int_H^0 y \, du, \quad (1.2.1)$$

где:  $B$  – ширина русла с прямоугольным поперечным сечением;

$u$  – местная скорость потока.

На рис.1.2.1. даются эпюры распределения скоростей и касательных напряжений в безнапорном равномерном потоке. Если обозначим через  $\tau_c$  касательное напряжение на дне потока (т.е. у контактной поверхности потока и русла), тогда, исходя из условий равновесия действующих сил и с учетом граничных условий, будем иметь:

$$\tau = \gamma y i, \quad (1.2.2)$$

$$\tau_c = \gamma H i, \quad (1.2.3)$$

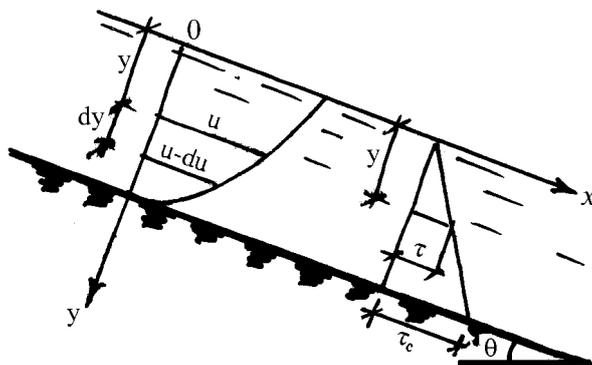
где:  $\gamma$  – удельный вес однородной жидкости;  $i = \sin \theta$  – уклон русла,

или 
$$\tau = \tau_c \frac{y}{H}. \quad (1.2.4)$$

Принимая во внимание, что  $\frac{du}{dy} = \frac{\tau}{\mu}$  (где  $\mu$  – динамический

коэффициент вязкости), т.е.  $\frac{du}{dy} = f(\tau)$ , поэтому

$$du = f(\tau) dy. \quad (1.2.5)$$



**Рис. 1.2.1. Схема эпюр распределения скоростей и касательных напряжений в безнапорном равномерном потоке ньютоновской жидкости**

Из (1.2.4) следует:

$$y = \frac{\tau}{\tau_c} H \quad (1.2.6)$$

или

$$dy = \frac{H}{\tau_c} d\tau. \quad (1.2.7)$$

Учитывая (1.2.5), (1.2.6) и (1.2.7) зависимость (1.2.1) принимает вид:

$$Q = B \frac{H^2}{\tau_c} \int_{\tau_c}^0 \tau f(\tau) d\tau. \quad (1.2.8)$$

Выражение (1.2.8) позволяет определить расход жидкости при безнапорном движении установившегося равномерного потока. Подставляя конкретные значения  $f(\tau)$  можно получить соответствующие значения расхода жидкости с различными реологическими характеристиками:

**а) Определение расхода потока ньютоновских жидкостей**

При ламинарном режиме движения ньютоновских

жидкостей  $f(\tau) = \frac{du}{dy} = -\frac{\tau}{\mu}$ . Если подставить это выражение в зависимость (1.2.8), получим:

$$Q = -B \frac{H^2}{\tau_c \mu} \int_{\tau_c}^0 \tau^2 d\tau = \frac{BH^2 \tau_c}{3\mu}.$$

Учитывая (1.2.3), будем иметь:

$$Q = \frac{gH^3 i B}{3\nu}, \quad (1.2.9)$$

где:  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  – кинематический коэффициент вязкости;

$\mu$  – динамический коэффициент вязкости;

$\gamma$  – объемный вес;

$\rho = \frac{\gamma}{g}$  – плотность однородной жидкости;

$g$  – ускорение свободного падения.

Обозначим  $q = \frac{Q}{B}$  расход на один погонный метр ширины русла, тогда

$$q = \frac{gH^3 i}{3\nu}. \quad (1.1.9)'$$

Полученные зависимости (1.2.9) и (1.2.9)' – общеизвестны для характеристики ламинарного движения ньютоновских жидкостей [10].

### **б) Определение расхода потока неньютоновских жидкостей**

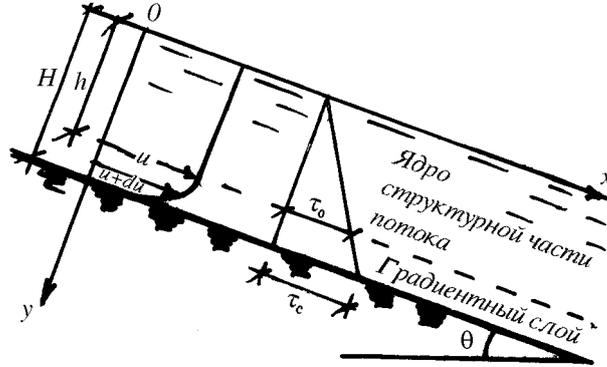
#### **Модель Шведова-Бингама.**

Примем во внимание, что по Шведову-Бингаму:

$$\tau = \tau_0 - \mu \frac{du}{dy}, \quad (1.2.10)$$

где:  $\tau_0$  – "динамическое" напряжение сдвига<sup>\*)</sup>, фактически выражает величину напряжения на глубине  $h$  (рис. 1.2.2.);

$h$  – глубина ядра потока ("структурная" часть потока), т.е. глубина потока от свободной поверхности до градиентного слоя.



**Рис.1.2.2. Схема эюр распределения скоростей и касательных напряжений в безнапорном равномерном потоке неньютоновской жидкости**

Тогда:

$$\frac{du}{dy} = \frac{\tau_0 - \tau}{\mu} = f(\tau). \quad (1.2.11)$$

С учетом (1.2.11) зависимость (1.2.8) примет вид:

$$Q = B \frac{H^2}{\tau_c^2} \int_{\tau_c}^0 \frac{\tau(\tau_0 - \tau)}{\mu} = \frac{BH^2\tau_c}{6\mu} \left( 2 - 3 \frac{\tau_0}{\tau_c} \right).$$

С учетом (1.2.3) получим:

<sup>\*)</sup> Если "статистическое" напряжение сдвига характеризует величину сдвига в момент начала движения системы, то "динамическое" напряжение сдвига – понятие условное и выражает постоянную часть полного касательного напряжения (не зависящая от скорости) во время движения.

$$Q = \frac{BgH^3i}{6\nu} \left( 2 - \frac{3\tau_0}{\rho gHi} \right). \quad (1.2.12)$$

В том случае, когда  $\tau_0 = 0$  зависимость (1.2.12) переходит в (1.2.9).

Из зависимости (1.2.12) следует, что подобная жидкость начинает движение при условии

$$2 > 3 \frac{\tau_0}{\rho gHi},$$

т.е.

$$\tau_0 < \frac{2}{3} \tau_c, \quad (1.2.13)$$

так как  $\tau_0 = \gamma h i$  при наличии ядра течения, жидкость начинает движение когда:

$$h < \frac{2}{3} H. \quad (1.2.14)$$

Рассматривая данную модель, целесообразно интегрирование осуществить в пределах градиентного слоя, а не по всей глубине потока, так как скорость в ядре потока постоянная. Тогда будем иметь:

$$Q = \frac{BH^2}{\tau_c^2} \int_{\tau_c}^{\tau_0} \frac{\tau(\tau_0 - \tau)}{\mu} d\tau,$$

или после интегрирования с учетом  $\tau_c = \gamma Hi$  и  $\tau_0 = \gamma hi$  получим

$$Q = \frac{BgiH^3}{\nu} f(\beta), \quad (1.2.15)$$

где:

$$f(\beta) = \frac{\beta}{2} (\beta^2 - 1) + \frac{1}{3} (1 - \beta^3) \quad (1.2.16)$$

$\beta = \frac{h}{H}$  – относительная глубина.

Из полученных зависимостей следует, что движение связанного (структурного) потока обеспечивается из эрозионного взреза при условии:

$$\frac{H}{3} \left( 1 - \frac{h^3}{H^3} \right) > \frac{h}{2} \left( 1 - \frac{h^2}{H^2} \right) \quad (1.2.17)$$

или при

$$h < 0.9H. \quad (1.2.17)'$$

Если условно обозначить через  $Q_H$  и  $Q_{HH}$  соответственно расходы ньютоновских и неньютоновских жидкостей, после сопоставления (1.2.9) и (1.2.15) получим:

$$Q_{HH} = 3Q_H f(\beta). \quad (1.2.18)$$

В случае  $h=0$ , когда  $\beta=0$   $f(\beta)=\frac{1}{3}$  и получим  $Q = Q_H = Q_{HH}$ .

Из (1.2.18) следует, что расход неньютоновских жидкостей ( $Q_{HH}$ ) можно выразить с помощью расхода ньютоновской жидкости ( $Q_H$ ). В таком случае коэффициент пропорциональности  $K_3 = 3f(\beta)$ , т.е.

$$Q_{HH} = K_3 Q_H. \quad (1.1.19)$$

Конкретные значения  $f(\beta)$  можно брать из табл. 1.2.1.

Таблица 1.2.1

$\beta = h/H$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
$f(\beta)$	0.333	0.283	0.234	0.187	0.14	0.1	0.069	0.04	0.018	0.0

#### Модель Де Вале-Оствальда

Для оценки касательного напряжения модель предусматривает зависимость:

$$\tau = k \left( \frac{du}{dy} \right)^n, \quad (1.2.20)$$

где:  $k$  – мера консистенции смеси (чем больше вязкость, тем больше  $k$ );

$n$  – показатель неньютоновского поведения.

Когда  $n=1$ , то  $k=\mu$  и будем иметь ньютоновскую жидкость. В случае  $n<1$  с увеличением градиента скорости уменьшается т.н. "эффективная" вязкость\*).

Когда  $n>1$  с возрастанием градиента скорости происходит увеличение "эффективной" вязкости. В таких случаях жидкости именуют дилатантными [11].

В рассматриваемом случае

$$f(\tau) = \frac{du}{dy} = \left( \frac{\tau}{k} \right)^{1/n}. \quad (1.2.21)$$

Принимая во внимание (1.2.21), зависимость (1.2.8) принимает вид:

$$Q = \frac{BH^2}{\tau_c^2} \int_{\tau_c}^0 f(\tau) d\tau = - \frac{BH^2}{\tau_c} \int_{\tau_c}^0 \frac{\tau^{1+\frac{1}{n}}}{k^{1/n}} d\tau$$

или после интегрирования будем иметь:

$$Q = \frac{B\rho^{1/n} g^{1/n} i^{1/n} H^{2+\frac{1}{n}}}{\left( 2 + \frac{1}{n} \right) k^{1/n}}. \quad (1.2.22)$$

При  $n=1$  и  $k=\mu$  получаем зависимость (1.2.9), т.е. выражение для определения расхода ньютоновской жидкости.

Аналогичными преобразованиями можно воспользоваться для определения жидкостных тел с отличными реологическими показателями.

---

\*) "Эффективная" вязкость, эта кажущаяся вязкость, создающее впечатление как будто имеем дело с пластичной средой, такие тела называются "псевдопластиками"

### 1.2.2. Учет влияния формы поперечного сечения русла на гидравлические элементы потока

Полученные выше зависимости (1.2.9), (1.2.15), (1.2.22) в основном справедливы для широких русел с прямоугольными поперечными сечениями.

С целью учета любой формы поперечного сечения русла можно воспользоваться методикой, изложенной в работах [6, 12, 22], где характеристики поперечного сечения русла заменяются выражением:

$$\frac{H^3 B}{3} = I_{кр}, \quad (1.2.23)$$

где:  $I_{кр}$  – момент инерции кручения стержня прямоугольного сечения (в данном случае призматического канала с прямоугольным поперечным сечением) когда  $B/H \rightarrow \infty$ .

В таком случае взамен (1.2.9) или (1.2.15) соответственно будем иметь:

$$Q = \frac{gI_{кр}}{\nu}, \quad (1.2.24)$$

$$Q = \frac{gI_{кр}}{\nu} f(\beta). \quad (1.2.25)$$

Справедливость данной замены для ньютоновских жидкостей, в которых наблюдаются вторичные течения, доказываются в работах [12, 13]. Такая замена тем более становится очевидным в неньютоновских жидкостях, где из-за высокого значения вязкости<sup>\*)</sup> и наличия начального сопротивления сдвига, при движении потока образуются мертвые (т.н. застойные) зоны в углах направляющих стен с дном русла. В обоих случаях это явление вызывает резкое перераспределение как нормальных, так и касательных напряжений в живом

---

<sup>\*)</sup> Свойство среды сопротивляться текучести называется вязкостью.

сечении потока.

В рамках одномерной (т.е. гидравлической) трактовки явления необходимо оперировать также усредненными характеристиками касательных напряжений в пределах живого сечения так же, как это принято в гидравлике (расход, средняя по живому сечению скорость и др.).

В таком случае средняя скорость потоков для ньютоновских и неньютоновских жидкостей соответственно будут:

$$V_0^H = \frac{Q_H}{\omega} = \frac{giI_{кр}}{v\omega}, \quad (1.2.26)$$

$$V_0^{HH} = \frac{Q_{HH}}{\omega} = \frac{giI_{кр}}{v\omega} f(\beta), \quad (1.2.27)$$

где:  $\omega$  – площадь живого сечения потока.

Обозначим радиус инерции кручения через:

$$i_{кр} = \sqrt{\frac{I_{кр}}{\omega}}. \quad (1.2.28)$$

Тогда взамен (1.2.26) и (1.2.27) будем иметь:

$$V_0^H = \frac{gii_{кр}^2}{v}, \quad (1.2.29)$$

$$V_0^{HH} = \frac{gii_{кр}^2}{v} f(\beta). \quad (1.2.30)$$

Численные значения  $I_{кр}$  для балок с различными сечениями приводятся в справочниках по сопротивлению материалов. Например, для каналов с прямоугольным поперечным сечением можно воспользоваться соотношением [42]:

$$I_{кр} = k_1 \cdot B \cdot H^3, \quad (1.2.31)$$

где:  $k_1$  – коэффициент пропорциональности.

Численные значения упомянутого коэффициента приводятся в таблице 1.2.2.

Таблица 1.2.2

Численные значения коэффициента  $k_1$  в зависимости от соотношения  $B/H$

$B/H$	1.0	2.0	3.0	4.0	10.0	$\infty$
$k_1$	0.141	0.229	0.263	0.281	0.312	0.333

Определение коэффициента пропорциональности возможно также с помощью приближенной зависимости:

$$k_1 \approx \frac{1}{3 + 2\left(\frac{H}{B} + \frac{H^2}{B^2}\right)}. \quad (1.2.32)$$

Для широкого прямоугольного русла  $k_1 = \frac{1}{3} \approx 0.333$ .

Из (1.2.8) следует, с учетом (1.2.31) и  $\omega = BH$

$$i_{кр}^2 = k_1 H^2 \quad (1.2.33)$$

или

$$H = \frac{i_{кр}}{\sqrt{k_1}}. \quad (1.2.34)$$

Приведенные рассуждения дают возможность определить расход и среднюю по сечению скорость потока для ньютоновских и неньютоновских жидкостей в призматических каналах с различными поперечными сечениями при равномерном движении с учетом соответствующего режима течения.

### 1.3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ОДНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ

#### 1.3.1. Дифференциальные уравнения связных селевых потоков

В гидравлических уравнениях водных потоков пользуются понятием фиктивной средней по живому сечению скорости, тогда как скорость в разных точках поперечного сечения потока, как правило, значительно отличается от средней по живому сечению скорости. Несмотря на отмеченное, движение водного потока трактуется как одномерное со средней по сечению фиктивной скоростью.

Связные селевые потоки со структурным (ядром течения) режимом движения (рис. 1.2.2) являются более приближенными к одномерным, чем водные потоки. Поэтому модель одномерных уравнений для водных потоков можно свободно адаптировать к связным селевым потокам. Ощутимое расхождение при адаптации будет наблюдаться лишь в членах, учитывающих сопротивление движению потока.

Исходя из отмеченного и приняв за основу известную зависимость гидравлики [10] для установившегося режима движения в форме:

$$\frac{d}{dx} \left( z + \frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} \right) + I = 0, \quad (1.3.1)$$

представляется возможным решить ряд инженерных задач, связанных с селевой проблематикой, где:

$z$  – высота произвольно выбранной в рассматриваемом сечении точки относительно любой горизонтальной плоскости сравнения;

$p$  – давление в данной точке;

$V$  – средняя по живому сечению скорость потока;

$I$  – гидравлический уклон, обычно принимаемый для открытых русел равным продольному уклону свободной поверхности потока.

Так как  $\frac{dp}{dx} \approx 0$  ( $p = p_{am} = \text{const}$ ), взамен (1.3.1) будем

иметь:

$$\frac{d}{dx} \left( z + \frac{V^2}{2g} \right) + I = 0. \quad (1.3.2)$$

Если примем во внимание, что

$$\frac{dz}{dx} = \frac{dH}{dx} - i, \quad (1.3.3)$$

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} \right) = \frac{d}{dx} \left( \frac{Q^2}{2g\omega^2} \right) = -\frac{Q^2}{g\omega^3} \left( \frac{\partial \omega}{\partial H} \cdot \frac{dH}{dx} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \right), \quad (1.3.4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial H} = B. \quad (1.3.5)$$

Тогда

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} \right) = -\frac{Q^2 B}{g\omega^3} \cdot \frac{dH}{dx} - \frac{Q^2}{g\omega^3} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x}. \quad (1.3.6)$$

Используя для определения  $I$  формулой, описывающей равномерное движение связного селевого потока с усредненными параметрами между соседними сечениями, например (1.2.15), получим:

$$I \approx \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)}. \quad (1.3.7)$$

Тогда с учетом (1.3.3), (1.3.6), (1.3.7) взамен (1.3.2) будем иметь:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{i - \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)} \left[ 1 - \frac{QH^2 f(\beta)}{v\omega^2} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x} \right]}{1 - \frac{Q^2 B}{g\omega^3}}. \quad (1.3.8)$$

Уравнение неразрывности имеет вид:

$$\frac{dQ}{dx} = 0. \quad (1.3.9)$$

Уравнение (1.3.8) является общим дифференциальным

уравнением установившегося плавно изменяющегося движения связного селя в открытом непризматическом русле.

Для призматического русла т.к.  $\frac{\partial \omega}{\partial x} = 0$  зависимость (1.3.8) заметно упрощается и принимает вид:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{i - \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)}}{1 - \frac{Q^2 B}{g\omega^3}}. \quad (1.3.10)$$

Когда глубина потока вдоль движения не меняется, т.е.  $H = \text{const}$  то  $\frac{dH}{dx} = 0$ , тогда для призматических русел:

$$I = i = \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)}, \quad (1.3.7)'$$

а для непризматических русел:

$$i - \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)} \cdot \left[ 1 - \frac{QH^2 f(\beta)}{v\omega^2} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x} \right] = 0. \quad (1.3.11)$$

Полученные зависимости дают возможность охарактеризовать параметры связного селя при неравномерном режиме движения, как для призматических, так и непризматических русел при установившемся режиме движения.

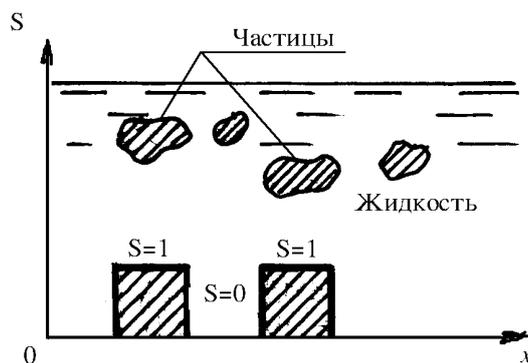
### **1.3.2. Дифференциальные уравнения турбулентного движения наносонесущих потоков**

Решение общих задач турбулентных наносонесущих потоков требует оперативных средств анализа в виде замкнутой системы дифференциальных уравнений, которые с наибольшей полнотой описывают механизм турбулентного течения смеси. Вместе с тем, такая система уравнений служит базой для построения теории одномерного движения потока,

прикладное значение которой очень важно для весьма широкого класса задач гидравлики наносонесущих потоков, в том числе и для несвязных селей.

Распространенный метод получения зависимостей для анализа турбулентного движения жидкости сводится к тому, что сначала составляются уравнения для актуального движения, а затем эти уравнения усредняются.

В отличие от однофазного потока, при осреднении наносонесущих потоков в рассмотрение вводится т.н. разрывная функция, которая равняется нулю в точках (пространствах), занятых жидкостью и единице – в точках, занятых твердыми частицами (рис. 1.3.1) [14]. Указанная функция после осреднения дает величину концентрации.



**Рис. 1.3.1. Схема распределения наносов в водном наносонесущем потоке**

В работе [1] был изложен один из возможных методов получения осредненных уравнений турбулентного движения наносонесущих потоков из уравнений актуального движения двухфазного потока из гидродинамических зависимостей, а в работах [2, 15, 16 и др.] были рассмотрены вопросы интегрирования упомянутого уравнения одномерного движения наносонесущего потока с переменным расходом вдоль

пути, имеющих практическое приложение в гидравлике и гидротехнике.

В указанных работах рассмотрены задачи, охватывающие в основном лишь мелкие наносы, тогда как несвязные сели содержат как мелкие, так и крупные камни. Вопросы воздействия потока на крупные камни будут рассмотрены ниже, что, в конечном счете, дает возможность представить общую картину несвязных селевых потоков (см. главу 2).

Как было отмечено, несвязные турбулентные селевые потоки формируются исключительно при ливневых осадках в результате размыва и разжижения селевой смеси, селевых и моренных отложений. По составу несвязные сели представляют собой водную среду, обогащенную коллоидной взвесью, содержат твердого материала в большом количестве, транспортируют щебенистую массу во взвешенном состоянии и отдельные крупные глыбы камней; эти потоки встречные препятствия сносят или заносят влекомыми наносами, обладают значительным размывающим свойством и имеют транспортирующую способность в несколько раз превышающую транспортную способность обычных водных потоков [17].

Ниже приводимая система уравнений одномерного движения наносонесущего потока с переменным расходом вдоль пути для описания неустановившегося движения [2] является исходной для решения ряда практических задач, которые в настоящее время или еще не решены, или решены на уровне, не удовлетворяющем требованиям практики.

Рассмотренный искусственный подход (т.е. отдельное рассмотрение движения мелких наносов и крупных камней) формализует действительный процесс динамики, однако дает возможность осуществить решение многих задач практики единой системой дифференциальных уравнений одномерного движения наносонесущих потоков.

Приведенные ниже зависимости одномерного установившегося движения наносонесущего потока <sup>\*)</sup> получены нами из гидродинамических уравнений двухфазного потока [14]:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{\frac{i_0 - I_{mp}}{\bar{\beta}} - \frac{2\alpha_* V}{g_* \omega} \cdot q_1 - \frac{V^2}{g_*} \frac{d\alpha_*}{dx} - \frac{\alpha_* V^2}{g\bar{\beta}} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial x}}{T - \frac{\alpha_* Q^2}{g_* \omega^3} B} \quad (1.3.12)$$

$$\frac{\left[ \frac{V^2 \alpha_* \sigma}{g_* (1 + \sigma S)} + \frac{\sigma k_2 \nu}{W_* \beta (1 + \sigma S)} \right] \frac{d\bar{S}}{dx} - \frac{k_2 \sigma \nu}{W_* \bar{\beta} (1 + \sigma S)} \frac{dS}{dx}}{T - \frac{\alpha_* Q^2}{g_* \omega^3} B}$$

$$\frac{dQ}{dx} = q_1. \quad (1.3.13)$$

В приведенных выше соотношениях использованы следующие обозначения:

$B, H, \omega$  – соответственно, ширина, глубина и площадь живого сечения наносонесущего потока;

$S, \bar{S}$  – соответственно средняя по живому сечению и на поверхности объемные концентрации наносонесущего потока;

$\rho_2, \rho_1$  – соответственно плотности наносов и водной составляющей;

$\sigma$  – безразмерная величина:

$$\sigma = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho};$$

---

<sup>\*)</sup> В работе [2] выводятся зависимости для неустановившегося движения наносонесущих потоков. Стационарный (установившийся) режим движения рассматривается как частный случай поставленной задачи.

$k_2$  – коэффициент, учитывающий различие между коэффициентами турбулентного обмена несущей и несомой фазой;\*)

$\alpha_*$  – полный корректив количества движения, учитывающий и неравномерность распределения осредненных скоростей и пульсацию скоростей по сечению потока;

$q_1$  – интенсивность изменения расхода смеси, обусловленная притоком и оттоком фаз вдоль пути;

$V$  – средняя по сечению скорость смеси;

$Q$  – расход смеси;

$I_{mp}$  – сумма всех диссипативных членов, представляющая собой уклон гидравлических сопротивлений наносонесущего потока;

$W_* = W \cos \theta$  – гидравлическая крупность наносов;

$\bar{\beta} = \frac{V_1}{V}$  – относительная скорость;

$V_1$  – средняя скорость водной составляющей смеси;

$T$  – безразмерный параметр наносонесущих потоков:

$$T = \frac{W_* \omega + \sigma k_2 B \nu (S - \bar{S})}{W_* \omega \bar{\beta} (1 + \sigma S)}. \quad (1.3.14)$$

Отметим, что при концентрации, равной нулю зависимости (1.3.12), (1.3.13) переходят в соответствующие общеизвестные зависимости, предназначенные для водного потока без наносов.

С практической точки зрения зависимость (1.3.12) можно значительно упростить, если допустить, что  $\bar{\beta} \cong \text{const}$ ,  $\bar{\alpha}_* = \text{const}$ ; тогда взамен (1.3.12) будем иметь:

---

\*) Исследование показали, что для наносонесущих потоков с удельным весом  $\gamma = 2.65 \text{ т.с/м}^3$ ,  $k_2 \approx 0.6$  (при  $Re_0 = 19 \cdot 10^3 \div 216 \cdot 10^5$ ).

$$\frac{d\tilde{H}}{dx} = \frac{\frac{i_0 - I_{mp}}{\beta} - \frac{2\alpha_* V}{g_* \tilde{\omega}} q_1 - \left[ \frac{V^2 \alpha_*}{g} + \frac{k_2 v}{W_* \beta} \right] \frac{\sigma}{(1 + \sigma S)} \frac{dS}{dx}}{T - \frac{\alpha_* Q^2}{g_* \omega^3} B} \quad (1.3.15)$$

Зависимости (1.3.13)–(1.3.15) характеризуют установившееся движение наноснесущего потока с переменным расходом вдоль пути и являются исходными зависимостями для решения ряда инженерных задач.

#### **1.4. ПРИБЛИЖЕННОЕ ИНТЕГРИРОВАНИЕ ОДНОМЕРНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ**

##### **1.4.1. Интегрирование дифференциального уравнения установившегося неравномерного движения связного селевого потока в открытых призматических руслах**

Для расчета (т.е. прогнозирования) кривых свободной поверхности потока необходимо проинтегрировать дифференциальное уравнение одномерного движения селевого потока. Для рассматриваемого случая, когда имеем дело с призматическим руслом и постоянным расходом потока вдоль пути, в качестве исходного уравнения следует брать зависимость (1.3.10) [18]:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{i - \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)}}{1 - \frac{Q^2 B}{g\omega^3}}. \quad (1.3.10)$$

Если обозначить модуль расхода при неравномерном режиме движения через:

$$K = \frac{g\omega H^2 f(\beta)}{\nu}, \quad (1.4.1)$$

а модуль расхода при равномерном режиме движения, через:

$$K_0 = \frac{g\omega_0 H_0^2 f(\beta)}{\nu}, \quad (1.4.2)$$

то с учетом принятых обозначений (1.4.1), (1.4.2) взамен (1.3.10) будем иметь:

$$\frac{dH}{dx} = i \frac{1 - \frac{K}{K_0}}{1 - y \frac{K_0}{K}}, \quad (1.4.3)$$

где:

$$y = \frac{QBiH^2 f(\beta)}{\omega^2 \nu}, \quad (1.4.4)^*)$$

а помеченные через "0" величины относятся равномерному режиму движения селевого потока.

Следуя [10] если умножить числитель и знаменатель на  $\frac{K}{K_0}$ , взамен (1.4.3) получим:

$$\frac{dH}{dx} = i \frac{\frac{K}{K_0} - 1}{\frac{K}{K_0} - y}. \quad (1.4.5)$$

Обозначим:

$$\eta = \frac{K}{K_0} = \frac{\omega H^2}{\omega_0 H_0^2}. \quad (1.4.6)$$

Для русл с прямоугольным поперечным сечением:

---

\*) Приведенная комбинация безразмерная величина и она монотонно меняется вдоль движения.

$$\eta = \frac{H^3}{H_0^3}. \quad (1.4.7)$$

Учитывая (1.4.6), имеем:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{K_1}{K_0}, \\ \eta_2 &= \frac{K_2}{K_0}. \end{aligned} \quad (1.4.8)$$

Принимая во внимание допущение академика Н. Павловского [10]

$$\frac{d\eta}{dH} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{H_2 - H_1} = a = \text{const}, \quad (1.4.9)$$

получим:

$$dH = \frac{d\eta}{a}. \quad (1.4.10)$$

С учетом принятых обозначений (1.4.5) принимает вид:

$$ai dx = \frac{\eta - y}{\eta - 1} d\eta,$$

или:

$$ai dx = d\eta + (1 - y) \frac{d\eta}{\eta - 1}. \quad (1.4.11)$$

Интегрируя (1.4.11) от сечения 1÷1 до 2÷2 и рассматривая при этом некоторое среднее в этих пределах  $\bar{y} = \frac{y_1 - y_2}{2} = \text{const}$ . Для расстояния  $\ell = x_2 - x_1$  между сечениями получим следующую зависимость:

$$ai\ell = (\eta_2 - \eta_1) - (1 - \bar{y}) \ln \frac{\eta_2 - 1}{\eta_1 - 1}, \quad (1.4.12)$$

применимую для призматических русел любой правильной формы при положительном уклоне дна русла ( $i > 0$ ).

В приведенных зависимостях индексы "1" и "2" относятся

к избранным створам.

Для русел с прямоугольным поперечным сечением взамен (1.4.12) имеем:

$$ai\ell = \frac{H_2^3 - H_1^3}{H_0^3} - (1 - \bar{y}) \ln \frac{H_2^3 - H_0^3}{H_1^3 - H_0^3}. \quad (1.4.13)$$

Для русел с отрицательным уклоном дна ( $i < 0$ ) зависимость для построения кривой свободной поверхности имеет вид:

$$a|i|\ell = -(\eta_2 - \eta_1) + (1 - \bar{y}) \ln \frac{\eta_2 - 1}{\eta_1 - 1}. \quad (1.4.14)$$

Для прямоугольного русла:

$$a|i|\ell = \frac{H_1^3 - H_2^3}{H_{01}^3} + (1 - \bar{y}) \ln \frac{H_2^3 - H_{01}^3}{H_1^3 - H_{01}^3}, \quad (1.4.15)$$

где:  $|i|$  – абсолютное значение отрицательного уклона  $i$ ,

$H_{01}$  – фиктивная глубина потока, которая имела бы место через данное живое сечение при равномерном движении и прямом уклоне, равным  $|i|$ .

Для русел с уклоном  $i = 0$  равномерное движение не может иметь место.

Тогда, как принято в гидравлике, поток следует характеризовать критическими параметрами.

В рассмотренном случае зависимость (1.3.10) принимает вид:

$$\frac{dH}{dx} = - \frac{\frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)}}{1 - \frac{Q^2 B}{g\omega^3}} \quad (1.4.16)$$

или

$$\frac{dH}{dx} = -i_{кр} \frac{\frac{k_{кр}}{k}}{1 - y_{кр} \frac{k_{кр}}{k}}. \quad (1.4.17)$$

Умножая числитель и знаменатель (1.4.17) на  $\frac{k}{k_{кр}}$ ,

получим:

$$\frac{dH}{dx} = -\frac{i_{кр}}{\frac{k}{k_{кр}} - y_{кр}}.$$

После интегрирования полученной зависимости имеем:

$$a_{кр} i_{кр} \ell = y_{кр} [\eta_{кр2} - \eta_{кр1}] - \frac{1}{2} [\eta_{кр2}^2 - \eta_{кр1}^2]. \quad (1.4.18)$$

Для русел с прямоугольным поперечным сечением:

$$a_{кр} i_{кр} \ell = y_{кр} \left[ \frac{H_2^3 - H_1^3}{H_{кр}^3} \right] - \frac{1}{2} \left[ \frac{H_2^6 - H_1^6}{H_{кр}^6} \right], \quad (1.4.19)$$

где:  $\eta_{кр2} = \frac{k_2}{k_{кр}}; \quad \eta_{кр1} = \frac{k_1}{k_{кр}}; \quad a_{кр} = \frac{\eta_{кр2} - \eta_{кр1}}{H_2 - H_1};$

$$y_{кр} = \frac{QB_{кр} i_{кр} H_{кр}^2 f(\beta)}{\omega_{кр}^2}.$$

В приведенных зависимостях помеченные величины индексом "кр" относятся к критическим характеристикам потока.

Зависимости (1.4.12), (1.4.14), (1.4.18) дают возможность судить о кривых свободных поверхностях связанных селевых потоков в призматических руслах с постоянным расходом вдоль пути при стационарном (установившемся) режиме движения.

### Пример 1.1.

Связная селевая смесь движется в русле с прямоугольным поперечным сечением, шириной  $B = 10$  м. Расход селея  $Q = 600$  м<sup>3</sup>/с. Относительная глубина  $\beta = 0,8$ . Уклон русла  $i = 0,009$ ; коэффициент кинематической вязкости селевой

массы  $\nu = 0,003 \text{ м}^2/\text{с}$ .

Следует определить глубину равномерного движения селя  $H_0$  и среднюю по сечению скорость  $V_0$ , а также гидравлические параметры водного потока, при коэффициенте шероховатости русла  $n = 0,03$ ,  $Q_{\text{селя}} = Q_{\text{вовы}} = 600 \text{ м}^3/\text{с}$ .

### Решение

Для связанного селевого потока из зависимости (1.2.15) и по данным таблицы 1.2.1 имеем:

$$H_0 = \sqrt[3]{\frac{Q\nu}{Bgif(\beta)}} = \sqrt[3]{\frac{600 \cdot 0,003}{10 \cdot 9,81 \cdot 0,009 \cdot 0,018}} = 4,85 \text{ м.}$$

$$V_0 = \frac{Q}{\omega_0} = \frac{600}{10 \cdot 4,85} \cong 12,3 \text{ м/с.}$$

Для водного потока [10]:  $Q = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0 i}$ ,  $V_0 = c_0 \sqrt{R_0 i}$ ,  $Q = V_0 \omega_0$ , получается:  $H_0 = 8,3 \text{ м}$ ;  $V_0 = 7,15 \text{ м/с}$ .

Таким образом, при  $Q_{\text{селя}} = Q_{\text{вовы}} = 600 \text{ м}^3/\text{с}$  имеем:

Вид потока	$H_0$ , м	$V_0$ , м/с
Сель	4,85	12,3
Вода	8,3	7,15

### Пример 1.2.

При данных, приведенных в примере 1.1. определить критические глубины потоков.

### Решение

Критическая глубина для связанного селя:

$$\frac{Q^2}{g} = \frac{\omega_{кр}^3}{B}; \frac{Q^2}{gB^2} = h_{кр}^3; h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}} = \sqrt[3]{\frac{60^2}{9,81}} = \sqrt[3]{367} = 7,15 \text{ м.}$$

Так как  $7,15 > 4,85$  режим движения до прыжка связанного селевого потока бурный.

Критическая глубина для водного потока при  $\alpha = 1,1$  получается:

$$h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}} = \sqrt[3]{\frac{1,1 \cdot 60^2}{9,81}} = 7,4 \text{ м.}$$

Так как глубина водного потока при равномерном режиме движения  $H_0 = 8,3$  м, т.е.  $h_{кр} < H_0$  ( $7,4 \text{ м} < 8,3 \text{ м}$ ), режим движения спокойный, тогда при подпоре прыжок в русле не образуется.

### Пример 1.3.

Рассчитать длину кривых подпоров для селевого и водного потоков при гидравлических характеристиках, приведенных в предыдущих примерах, если высота подпора  $H_{подпора} = 12$  м.

#### Решение

##### 1. Селевой поток

Учитывая, что  $H_{подпора} = 12 \text{ м} < H_0 = 4,85 \text{ м} < h_{кр} = 7,15 \text{ м}$ , в результате подпора в русле образуется гидравлический прыжок. Поэтому необходимо определить вторую сопряженную глубину за прыжком по зависимости:

$$h'' = 0,5h' \left[ \sqrt{1 + 8 \left( \frac{h_{кр}}{h'} \right)^3} - 1 \right].$$

Так как глубина перед прыжком  $h' = H_0 = 4,85$  м, получим:

$$h'' = 0,5 \cdot 4,85 \left[ \sqrt{1 + 8 \left( \frac{7,15}{4,85} \right)^3} - 1 \right] = 9,8 \text{ м,}$$

глубина  $h'' = 9,8$  м – считается начальной глубиной для установления длины кривой подпора.

Определим длину кривой подпора по зависимости (1.4.13):

$$ail = \frac{H_2^3 - H_1^3}{H_0^3} - (1 - \bar{y}) \ln \frac{H_2^3 - H_0^3}{H_1^3 - H_0^3};$$

$$a = \frac{\eta_2 - \eta_1}{H_2 - H_1}; \quad \eta_2 = \frac{H_2^3}{H_0^3}; \quad \eta_1 = \frac{H_1^3}{H_0^3}; \quad \eta_2 = \frac{12^3}{4,85^3} = \frac{1725}{113} = 15,3;$$

$$\eta_2 = \frac{9,8^3}{4,85^3} = \frac{940}{113} = 8,3; \quad a = \frac{15,3 - 8,3}{12 - 9,8} = 3,18;$$

$$\bar{y} = \frac{qif(\beta)}{\nu} = \frac{60 \cdot 0,009 \cdot 0,018}{0,003} = 2,24$$

$$\text{или} \quad 3,18 \cdot 0,009 \cdot l = \frac{1725 - 940}{113} - (1 - 2,24) \ln \frac{1725 - 113}{940 - 113},$$

откуда:

$$l = \frac{7,675}{0,0286} = 267 \text{ м.}$$

Таким образом, кривая подпора длиной  $l = 267$  м берет начало со створа второй сопряженной глубины  $h'' \cong 9,8$  м и достигает до  $H_{\text{подпора}} = 12$  м.

### II. Водный поток

Расчет длины кривой подпора осуществим по формуле акад. Н. Павловского [10]:

$$ail = (t_2 - t_1) - (1 - \bar{j}) [\Pi(t_2) - \Pi(t_1)],$$

$$\text{где:} \quad t_1 = \frac{K_1}{K_0}; \quad t_2 = \frac{K_2}{K_0}; \quad K_0 = \omega_0 c_0 \sqrt{R_0}; \quad K_1 = \omega_1 c_1 \sqrt{R_1};$$

$$K_2 = \omega_2 c_2 \sqrt{R_2}; \quad a = \frac{t_2 - t_1}{H_2 - H_1} = \text{const}; \quad \bar{j} = \frac{j_1 + j_2}{2}.$$

Водный поток движется спокойным режимом, глубиной  $H_0 = 8,3$  м. Поэтому прыжок при подпоре не образуется, т.к.  $H_0 > h_{кр}$ , т.е.  $8,3 \text{ м} > 7,4 \text{ м}$ .

Имея в виду, что  $H_{\text{подпора}} = 12$  м, пересечение свободной

поверхности подпертого горизонта с глубиной  $H_0 = 8,3$  м произойдет в бесконечности. Поэтому определим длину подпора до глубины  $H_1 = H_0 + 0,1 = 8,3 + 0,1 = 8,4$  м [10]. Тогда:

$$\omega_1 = 8,4 \cdot 10 = 84 \text{ м}^2; \chi_1 = 10 + 2 \cdot 8,4 = 26,8 \text{ м}; R_1 = \frac{84}{26,8} = 3,13 \text{ м};$$

$$c_1 \sqrt{R_1} = 74,4, \text{ тогда } K_1 = 84 \cdot 74,4 = 6270 \text{ м}^3/\text{с};$$

$$\omega_2 = 12 \cdot 10 = 120 \text{ м}^2; \chi_2 = 10 + 24 = 34 \text{ м}; R_2 = \frac{120}{34} = 3,53 \text{ м};$$

$$c_2 \sqrt{R_2} = 80,5; K_2 = 80,5 \cdot 120 = 9650 \text{ м}^3/\text{с}; \omega_0 = 8,3 \cdot 10 = 83 \text{ м}^2;$$

$$\chi_0 = 10 + 16,6 = 26,6 \text{ м}; R_0 = \frac{83}{26,6} = 3,1 \text{ м}; c_0 \sqrt{R_0} = 74;$$

$$K_0 = 83 \cdot 74 = 6150 \text{ м}^3/\text{с}; t_1 = \frac{K_1}{K_0} = \frac{6270}{6150} = 1,02;$$

$$t_2 = \frac{K_2}{K_0} = \frac{9650}{6150} = 1,57; a = \frac{1,57 - 1,02}{12 - 8,4} = 0,152; j = \frac{\alpha B c^2 i}{g \chi};$$

$$j_1 = \frac{1,1 \cdot 10 \cdot 42^2 \cdot 0,009}{9,81 \cdot 26,8} = 0,656;$$

$$j_2 = \frac{1,1 \cdot 10 \cdot 42,7^2 \cdot 0,009}{9,81 \cdot 34} = 0,54; \bar{j} = \frac{0,656 + 0,54}{2} = 0,598.$$

Тогда:

$$0,152 \cdot 0,009 \cdot l = (1,57 - 1,02) - (1 - 0,595) [\Pi(t_2) - \Pi(t_1)],$$

Когда  $t_1 = 1,02$ , из таблицы [10]  $\Pi(t_1) = 2,307$ , при  $t_2 = 1,57$

$$\Pi(t_2) = 0,75.$$

$$\text{Таким образом: } 0,00137l = 0,55 - 0,402(0,75 - 2,307).$$

Отсюда  $l = 860$  м.

Длина подпора будет равна 860 м. Результаты соответственных расчетов приводятся в нижеприведенной таблице 1.4.1.

Таблица 1.4.1

Сопоставительная таблица результатов расчета подпора  $H = 12$  м при движении связного селевого и водного потоков при эквивалентных расходах  $Q = Q_{селя} = Q_{вовы} = 600 \text{ м}^3/\text{с}$

№	Наименование потока	Расход в $\text{м}^3/\text{с}$	Нормальная глубина, т.е. глубина равномерного режима движения, м	Критическая глубина, м	Режим движения		Форма сопряжения	Прыжок		Глубины сопряжения		Длина кривой подпора, м
					До подпора	После подпора		Первая сопряженная глубина, м	Вторая сопряженная глубина, м	Начальная глубина подпора, м	Конечная глубина подпора, м	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	Сель	600	4,85	7,15	Бурный	Спокойный	С гидравлическим прыжком	4,85	9,80	9,8	12	267
2	Вода	600	8,3	7,4	Спокойный	Спокойный	Без гидравлического прыжка	–	–	8,3	12	860
3	Разность	0	-3,45	+0,25	–	–	–	–	–	+1,5	0	-593

### 1.4.2. Интегрирование дифференциального уравнения установившегося неравномерного движения связного селевого потока в открытых непризматических руслах

Исходными уравнениями для рассматриваемого случая являются (1.3.8), (1.3.9). Так как для общего случая интегрирование упомянутой системы затрудняется, в настоящем подпараграфе рассмотрим движение связного селевого потока при постоянной вдоль движения глубине потока. Тогда (1.3.8) принимает вид (1.2.12), что со своей стороны дает:

$$\frac{d\omega}{dx} = \frac{g\omega^3}{Q^2} \left[ \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)} - i \right]. \quad (1.4.20)$$

В том случае, когда уклон дна русла  $i = 0$ , а поперечное сечение русла прямоугольное, тогда из (1.4.20) получаем:

$$\frac{dB}{B^2} = \frac{v}{QHf(\beta)} dx,$$

принимая во внимание, что  $\frac{v}{QHf(\beta)} \approx \text{const}$ , тогда после интегрирования имеем:

$$B = \frac{B_1}{1 - \frac{B_1 v x}{QHf(\beta)}}, \quad (1.4.21)$$

где:  $B_1$  – ширина русла в начальном створе;  $x$  – расстояние от начального створа до сечения, где ширина русла составляет "B". Зависимость (1.4.21) позволяет регулировать ширину русла (в пределах возможного распластывания потока) таким образом, что при нулевом уклоне дна русла сохранить по пути движения постоянную глубину.

Как следует из (1.4.21) для поддержания в русле постоянной глубины ( $H = \text{const}$ ) русло должно только расширяться

(т.е.  $\frac{dB}{dx} > 0$  \*).

### 1.4.3. Решение практической задачи неустановившегося движения связного селевого потока

Рассмотрим случай неустановившегося движения связного селевого потока в виде отрыва готовой селевой смеси из эрозионного взреза по схеме, изображенной на рис. 1.4.1.

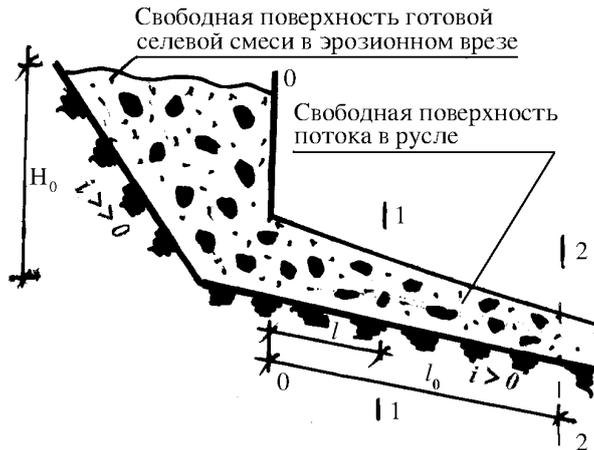


Рис. 1.4.1. Схема неустановившегося движения связного селевого потока

Будем считать, что на участке водотока длиной  $l_0$  оторванная с эрозионного взреза селевая смесь на начальном этапе движения перемещается в неустановившемся режиме. Пренебрегая потерями на трение по длине  $l_0$ , по сравнению с движущимися силами, для начального этапа движения можно

\*) Решение других задач неравномерного волнового движения связного селевого потока в непризматических руслах см. в главе 3.

написать:

$$gz + \frac{P}{\rho_c} + \frac{V^2}{2} + \frac{dV}{dt}l = \text{const}. \quad (1.4.22)$$

Принимая, что скорость потока  $V$  является функцией только времени для начального сечения 0-0 при  $t=0$ ;  $V_{0-0} \cong V \cong 0$ , давление  $P_{0-0} = P_{am} + \rho_c g H_0$ ; Тогда зависимость (1.4.22) будет иметь вид:

$$gz + gH_0 + \frac{P_{am}}{\rho_c} = \text{const}, \quad (1.4.23)$$

где:  $H_0 \cong \text{const}$  – глубина смеси в начальном створе;

$P_{am}$  – атмосферное давление.

Уравнение (1.4.23) для сечения 1-1, которое находится на расстоянии  $l < l_0$  от начального створа, имеет вид:

$$g(z - li) + gH_1 + \frac{P_{am}}{\rho_c} + \frac{V^2}{2} + \frac{dV}{dt}l = \text{const}, \quad (1.4.24)$$

где  $H_1$  – глубина потока в сечении 1-1.

Приравнявая (1.4.23) и (1.4.24) получим:

$$gH_0 = gH_1 - gli + \frac{V^2}{2} + \frac{dV}{dt}l. \quad (1.4.25)$$

Адаптация (1.4.25) к сечению 2-2 дает:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{l_0} \left[ g(H_0 - H_1) - \frac{V^2}{2} \right] + gi. \quad (1.4.26)$$

Из зависимости (1.4.26) следует, что ускорение оторванной с эрозийного взреза селевой смеси, в виде сформировавшегося потока, достигает максимального значения в сечении 0-0 при  $V=0$ . Поэтому наибольшее значение ускорения потока, т.е. производная  $dV/dt$ , будет выражаться следующей зависимостью:

$$\frac{dV}{dt} = g \left( \frac{H_0 - H_1}{l_0} + i \right). \quad (1.4.27)$$

Получается, что величина наибольшего ускорения пропорциональна действующему напору ( $H_0 - H_1$ ), геометрическому уклону дна водотока и обратно пропорциональна длине  $l_0$ , соответствующей неустановившемуся режиму движения потока.

После участка длиной  $l_0$ , т.е. после сечения 2-2 поток может перейти в установившейся режим движения, т.е.  $\frac{dV}{dt} = 0$ , а скорость  $V = V_{устан.}$ , тогда из (1.4.26) следует:

$$\frac{1}{l_0} \left[ g(H_0 - H_1) - \frac{V_{устан.}^2}{2} \right] + gi = 0. \quad (1.4.28)$$

При этом начальная скорость установившегося движения:

$$V_{устан.} = \sqrt{2g(H_0 - H_1) + l_0 i}. \quad (1.4.29)$$

Таким образом, получается, что в начальной стадии отрыва скорость движения селевого потока меняется от нуля до скорости установившегося движения (1.4.29), а ускорение – от наибольшего значения (1.4.27) до нуля.

Для грубой оценки времени, необходимого для перехода неустановившегося движения к установившемуся, можно

допустить  $\frac{dV}{dt} \cong \frac{V_{устан.}}{T}$ .

С учетом (1.4.28) и (1.4.29) получим:

$$T \approx \sqrt{\frac{2}{g}} \frac{l_0}{\sqrt{H_0 - H_1 + l_0 i}}. \quad (1.4.30)$$

В этом случае, когда  $i = 0$ , взамен полученных зависимостей будем иметь:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{g(H_0 - H_1)}{l_0}, \quad (1.4.31)$$

$$V_{устан} = \sqrt{2g(H_0 - H_1)}, \quad (1.4.32)$$

$$T \cong \sqrt{\frac{2}{g}} \frac{l_0}{\sqrt{H_0 - H_1}}. \quad (1.4.33)$$

#### 1.4.4. Приближенное интегрирование уравнения одномерного движения наносонесущего потока, с переменным расходом при постоянной глубине

Рассмотрим случай, когда интенсивность изменения расхода селевой смеси происходит за счет твердого компонента [16], что часто имеет место в начальной части отводящего русла.

Когда глубина потока  $H \approx \text{const}$ , общее дифференциальное уравнение (1.3.15) после исключения слагаемых малой величины, замены уклона дна зависимостью  $i_0 = -dy/dx$  и некоторых преобразований принимает вид:

$$dy = \frac{Q^2}{c^2 \omega R q_1} dQ + \frac{2\alpha_* Q}{g \omega^2} dQ + \frac{\alpha_* Q^2}{g \omega^2} \frac{\sigma}{1 + \bar{S}_{cp}} dS \quad (1.4.34)$$

где  $y$  – координата расстояния в любом сечении, отсчитываемая от дна русла до некоторой условной горизонтальной плоскости.

Под  $q_1 = \frac{dQ}{dx} = \text{const}$  в данном случае подразумевается интенсивность изменения расхода за счет изменения лишь твердого компонента потока.

Учитывая, что  $S \ll 1$ , а также, принимая во внимание  $dQ = Q_{ж} dS$ , где  $Q_{ж}$  расход жидкой составляющей потока,

получим значение необходимого среднего уклона дна переходной части отводного русла на рассматриваемом участке.

$$i_{cp} = \frac{y_2 - y_1}{l} = \left[ \frac{Q_{ж}^3}{c^2 \omega^3 R^3 q} + \frac{\alpha_* Q_{ж}^2 (2 + \sigma)}{g \omega^2} \right] \frac{S_2 - S_1}{l} \quad (1.4.35)$$

Из (1.4.35) следует, что решение поставленной задачи получено с помощью изменяемой средней по сечению объемной концентрации вдоль пути.

Когда требуется получить решение с помощью изменяемого расхода вдоль пути, то, имея в виду, что расход смеси  $Q = Q_{ж} + S_{cp} Q_{ж}$ , то, интегрируя (1.3.15) будем иметь:

$$i_{cp} = \frac{y_2 - y_1}{l} = \frac{Q_2^3 - Q_1^3}{3c^2 \omega^2 R q l} + \frac{\alpha_* (2 + \sigma) (Q_2^2 - Q_1^2)}{2g \omega^2 l} \quad (1.4.36)$$

## ГЛАВА 2. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТРАНСПОРТИРОВКИ НАНОСОВ СЕЛЕВЫМИ ПОТОКАМИ

### 2.1. СИЛЫ ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА КРУПНЫЙ КАМЕНЬ РАСПОЛОЖЕННЫЙ НА ДНЕ РУСЛА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВОДНОГО ПОТОКА

Как было отмечено (параграф 1.3.2) несвязные сели часто транспортируют отдельные крупные камни. В исследованиях по русловым процессам нередко рассматривается движение донных наносов, однако подробный анализ механизма перемещения крупного камня не имеется. В настоящем параграфе рассматривается вопрос воздействия водного потока на отдельный крупный камень, расположенный на дне русла.

Для определения минимальной скорости транспортирования крупного камня водным потоком как в руслах с положительным, так и отрицательным уклоном, составим уравнение равновесия сил, действующих на камень. При этом особое внимание следует обратить на трение, которое возникает между камнем и руслом водотока.

Как известно, трение между взаимно неподвижными телами называют "трением покоя", между движущимися – "кинематическим трением".

В зависимости от вида движения одного тела на поверхность другого различают кинематическое "трение скольжения" и "трение качения". Различают также сухое трение от жидкостного трения (т.е. внутреннего трения). Сила сухого трения по закону *Амонтона* равна  $F_{ск} = f N$  ( $N$  – сила нормального давления тел друг на друга,  $f$  – коэффициент трения).

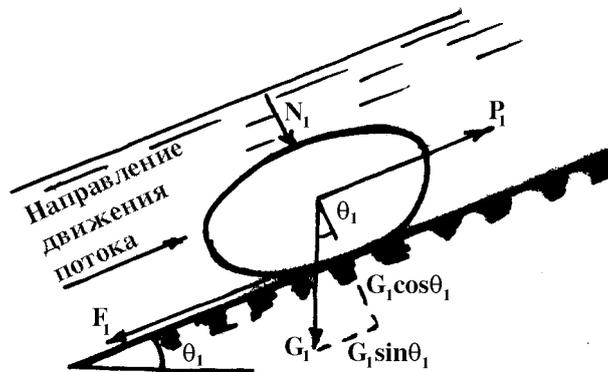
Сила сухого трения качения шара или кругового цилиндра радиусом  $r$  по плоской поверхности определяют по

зависимости Кулона  $F_{\text{кач}} = f_{\text{кач}} \frac{N}{r}$ , где  $f_{\text{кач}}$  – коэффициент трения качения. Обычно сила трения качения меньше силы трения скольжения.

Коэффициент трения при рассмотрении вопроса транспортирования водным потоком крупных и в том числе мелких размеров камней имеет существенное значение.

Данный вопрос наиболее подробно рассмотрен в известной монографии Ц.Е. Мирцхулава [19], который нашел весьма полезное отражение и в настоящей монографии.

Для определения минимальной скорости транспортировки камня водным потоком в русле с обратным уклоном и углом наклона  $\theta_1$  по отношению к горизонтальной плоскости (рис. 2.1.1), составим уравнение равновесия сил, действующих на камень.



**Рис. 2.1.1. Схема сил, действующих на крупный камень, расположенный на дне русла с обратным уклоном**

На камень, погруженный в воде и расположенный на дне русла, действуют:  $P_1$  – сила давления воды, направленная перпендикулярно элементарной площадке камня;  $N_1$  – сила, касательная к этой площадке, обусловленная водным

потоком, обтекающим боковую поверхность камня;  $G_1$  – вес камня;  $F_1$  – сила трения камня по дну русла, направленная против течения водного потока.

Тогда будем иметь, что сила скоростного давления водного потока:

$$P_1 = K_c \omega_m V'_{mp(i<0)}^2 \frac{\gamma_g}{2g}, \quad (2.1.1)$$

где:  $K_c$  – коэффициент гидродинамического сопротивления;

$\omega_m$  – "миделево" сечение камня;

$\gamma_g$  – удельный вес воды;

$V'_{mp(i<0)}$  – начальная скорость трогания камня потоком воды (при  $i < 0$ ), принятая за минимальную скорость воды, при которой камень начинает скользить (или перекатываться) по контактной с руслом поверхности.

Сила трения камня по дну русла, вызванная силами  $N_1$  и  $G_1$

$$F_1 = f(N_1 + G_1 \cos \theta_1) = f\omega_{об} V'_{mp(i<0)}^2 \frac{\gamma_g}{2g} + fG_1 \cos \theta_1, \quad (2.1.2)$$

где:  $f$  – коэффициент трения скольжения или качения камня о дне русла<sup>\*)</sup>;

$\omega_{об}$  – площадь обтекаемой поверхности камня.

Вес камня:

$$G_k = \gamma_k w = \gamma_k K_\phi \frac{\pi D^3}{6}, \quad (2.1.3)$$

где:  $\gamma_k$  – удельный вес камня;

$w$  – объем камня;

---

<sup>\*)</sup> Рассматривается трение скольжения; аналогично можно рассмотреть и вопрос трения качения камня.

$K_\phi$  – коэффициент формы камня;

$D$  – диаметр шарообразного камня.

Тогда вес камня в воде будет:

$$G_1 = G_\kappa - G_\epsilon = (\gamma_\kappa - \gamma_\epsilon)w = K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_\epsilon) \frac{\pi D^3}{6}. \quad (2.1.4)$$

Уравнение равновесия сил, действующих на камень, расположенный на дне русла с обратным уклоном, будет:

$$G_1 \sin \theta_1 = P_1 - F_1 \quad (2.1.5)$$

С учетом (2.1.1), (2.1.2) и (2.1.4) взамен (2.1.5) будем иметь:

$$K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_\epsilon) \frac{\pi D^3}{6} \sin \theta_1 = K_c \omega_M V'_{mp(i<0)}{}^2 \frac{\gamma_\epsilon}{2g} - \\ - f \omega_{об} V'_{mp(i<0)}{}^2 \frac{\gamma_\epsilon}{2g} - f K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_\epsilon) \frac{\pi D^3}{6} \cos \theta_1$$

Откуда:

$$V'_{mp(i<0)} = \sqrt{\frac{g K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_\epsilon) \pi D^3 (\sin \theta_1 + f \cos \theta_1)}{3 \gamma_\epsilon (K_c \omega_M - f \omega_{об})}} \quad (2.1.6)$$

Когда  $\theta_1 = 90^\circ$ ,  $\sin \theta_1 = 1$  и  $\cos \theta_1 = 0$ , т.е. стена вертикальная и (2.1.6) принимает вид:

$$V'_{mp} = \sqrt{\frac{g K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_\epsilon) \pi D^3}{3 \gamma_\epsilon (K_c \omega_M - f \omega_{об})}}. \quad (2.1.7)$$

Зависимости (2.1.6) и (2.1.7) дают возможность определить среднюю по сечению минимальную скорость воды, при которой камень начнет скользить в русле с обратным уклоном дна по направлению движения.

На камень, лежащий на дне русла с положительным уклоном и углом наклона  $\theta_2$  по отношению к горизонтальной плоскости (рис. 2.1.2) будут действовать:

$P_2$  – сила давления

$$P_2 = K_c \omega_m V_{mp(i>0)}^2 \frac{\gamma_6}{2g}; \quad (2.1.8)$$

$N_2$  – касательная сила

$$N_2 = f \omega_m V_{mp(i>0)}^2 \frac{\gamma_6}{2g}; \quad (2.1.9)$$

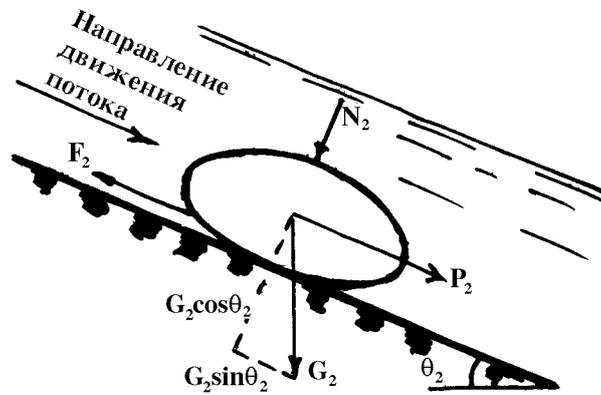
$G_2$  – вес камня в воде

$$G_2 = K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_6) \frac{\pi D^3}{6}; \quad (2.1.10)$$

$F_2$  – сила трения скольжения камня

$$F_2 = f(N_2 + G_2 \cos \theta_2)$$

$$F_2 = f \left[ \omega_m V_{mp(i>0)}^2 \frac{\gamma_6}{2g} + K_\phi (\gamma_\kappa - \gamma_6) \frac{\pi D^3}{6} \cos \theta_2 \right] \quad (2.1.11)$$



**Рис. 2.1.2.** Схема сил, действующих на крупный камень, расположенный на дне русла

Уравнение равновесия будет иметь вид:

$$P_2 + G_2 \sin \theta_2 = F_2$$

Учитывая значения (2.1.8), (2.1.9), (2.1.10) и (2.1.11),

получим:

$$K_c \omega_m V_{mp(i>0)}''^2 \frac{\gamma_e}{2g} + K_\phi (\gamma_k - \gamma_e) \frac{\pi D^3}{6} \sin \theta_2 =$$

$$= \mathcal{G} \left[ \omega_{ob} V_{mp(i>0)}''^2 \frac{\gamma_e}{2g} + K_\phi (\gamma_k - \gamma_e) \frac{\pi D^3}{6} \cos \theta_2 \right]$$

Откуда:

$$V_{mp}'' = \sqrt{\frac{g K_\phi (\gamma_k - \gamma_e) \pi D^3 (f \cos \theta_2 - \sin \theta_2)}{3 \gamma_e (K_c \omega_m - f \omega_{ob})}} \quad (2.1.12)$$

Когда  $i = 0$ ,  $\theta_2 = 0$ ,  $\sin \theta_2 = 0$ ,  $\cos \theta_2 = 1$  и взамен (2.1.12) имеем (т.е. для русла с нулевым уклоном):

$$V_{mp}'' = \sqrt{\frac{f g K_\phi (\gamma_k - \gamma_e) \pi D^3}{3 \gamma_e (K_c \omega_m - f \omega_{ob})}} \quad (2.1.13)$$

Зависимости (2.1.12), (2.1.13) дают возможность определить минимальную среднюю по сечению скорость водного потока, при которой камень начинает скользить в руслах с положительными и нулевыми уклонами.

Сравнивая (2.1.7) и (2.1.13) видно, что минимальная скорость движения воды, при которой камень начинает двигаться на вертикальной стенке, отличается от той же скорости воды в русле с нулевым уклоном величиной:

$$\frac{V_{mp}''}{V_{mp}'} = \sqrt{f} \quad (2.1.14)$$

Следуя приведенной методике расчета можно также определить скорость водного потока при трении качения камня. В расчетах также можно учитывать частичное погружение камня в воду.

## 2.2. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ КРУПНОГО КАМНЯ В РУСЛЕ ВОДОТОКА

Скорость перемещения крупного камня в русле водотока обычно происходит меньшей скоростью, чем скорость транспортирующего потока. В настоящее время четкой методики определения отставания камня от водного потока не имеется. При решении задачи взаимодействия несвязных селевых потоков с сооружениями, упомянутое отставание имеет существенное значение, т.к. сила удара камня на сооружение наряду с размерами камня зависит и от скорости ее перемещения. Затрудняется также прогнозирование длины пути перемещения крупного камня в русле водотока.

Рассмотрим задачу о прямолинейном движении камня в русле водотока с положительным уклоном дна под действием водного потока и силы тяжести камня.

С целью упрощения задачи допустим, что камень имеет форму шара, погруженного в водном потоке (рис. 2.2.1).

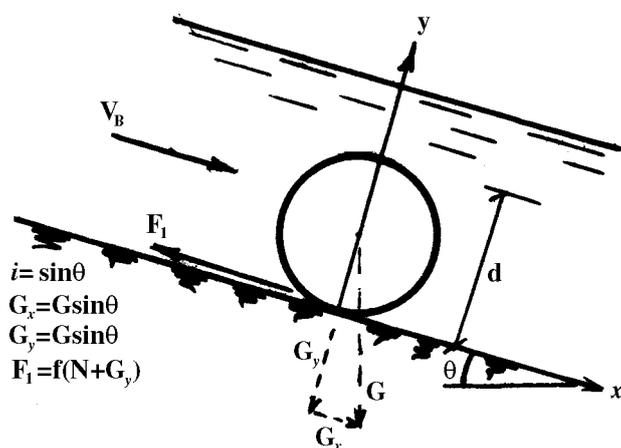


Рис. 2.2.1. Расчетная схема перемещения крупного камня шарообразной формы в русле водотока

Передвижение камня обеспечивается лобовым воздействием сил водного потока и тяжестью камня. Сила же трения камня о дне русла оказывает сопротивление движению. Если обозначить  $G_y/N = k$ , тогда сила, направленная против течения потока, будет:

$$F_1 = f(G_y + N) = fN(1 + k) \quad (2.2.1)$$

где:  $N = \omega_m \rho_e \frac{V^2}{2}$  – проекция силы (прижимания), вызванная

обтекающей поверхностью камня потоком;

$\omega_m$  – миделева поверхность обтекаемой площади поверхности камня;

$\rho_e$  – плотность воды<sup>\*)</sup>;

$G_y = G \cos \theta$  – проекция силы тяжести на ось "Oy";

$\theta$  – угол наклона дна водотока по отношению к горизонтальной плоскости;

$f$  – коэффициент трения скольжения<sup>\*\*)</sup> камня о поверхности русла.

Сумма проекции сил (на ось абсцисс), действующая на камень, будет:

$$F_x = \frac{\pi d^2}{8} [K_c - f(1 + k)] \rho_e V^2 + \frac{\pi d^3}{6} (\rho_k - \rho_e) g i \quad (2.2.2)$$

где:  $d$  – диаметр камня;

$\rho_k$  – плотность камня;

$V$  – относительная скорость потока.

Допустим, что поток воды движется равномерным режимом. Используя зависимость *Шези*, будем иметь:

\*) В случае наносонесущего потока (несвязного селя) в качестве плотности будет фигурировать плотность смеси  $\rho_{см}$

\*\*\*) В расчетах при необходимости вместо коэффициента трения скольжения можно учесть коэффициент трения качения.

$$I = i = \frac{V^2}{C^2 R} \quad (2.2.3)$$

где:  $I$  – гидравлический уклон;

$R$  – гидравлический радиус потока;

$C$  – коэффициент скорости (*Шезу*).

С учетом (2.2.3) зависимость (2.2.2) примет вид:

$$F_x = \frac{\pi d^2}{8} [K_c - f(1+k)] \rho_g V^2 + \frac{\pi d^3}{6} (\rho_k - \rho_g) \frac{V^2}{C^2 R} g \quad (2.2.4)$$

С другой стороны проекция силы  $F$  на ось абсцисс будет:

$$F_x = m \frac{d^2 x}{dt^2}, \quad (2.2.5)$$

где:  $m = \frac{\pi d^3}{6} (\rho_k - \rho_g)$  – масса шарообразного камня в воде.

С учетом (2.2.5) взамен (2.2.4) будем иметь:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{dV_x}{dt} = \left\{ \frac{3 [K_c - f(1+k)] \rho_g}{4 d(\rho_k - \rho_g)} + \frac{g}{C^2 R} \right\} V^2 \quad (2.2.6)$$

Если выразить относительную скорость воды через зависимость  $V = V_g - V_k$ , где  $V_k$  и  $V_g$  – соответственно скорости движения камня и воды, то после несложных преобразований взамен (2.2.6) с учетом  $V_g = \text{const}$  получим, что:

$$- \frac{dV_x}{(V_k - V_g)^2} = E dt \quad (2.2.7)$$

где:

$$E = \frac{3 [K_c - f(1+k)] \rho_g}{4 d(\rho_k - \rho_g)} + \frac{g}{C^2 R} = \text{const} \quad (2.2.8)$$

После интегрирования с учетом граничных условий (при  $t = 0$  и  $V_k = 0$ , а постоянная интегрирования  $C_1 = \frac{1}{V_g}$ ) будем иметь:

$$V_{\kappa} = \frac{dx}{dt} = \frac{EV_{\epsilon}^2 t}{EV_{\epsilon} t + 1} \quad (2.2.9)$$

или

$$dx = \frac{\Omega V_{\epsilon} t}{\Omega t + 1} dt, \quad (2.2.10)$$

где:

$$\Omega = EV_{\epsilon} t = \text{const}. \quad (2.2.11)$$

Интегрирование (2.2.10) с учетом граничных условий (при  $t=0$  и  $x=0$  постоянная интегрирования  $C_2 = -\frac{1}{E}$ )

дает:

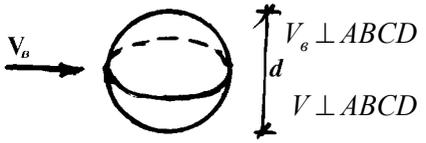
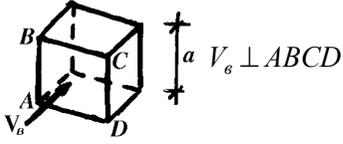
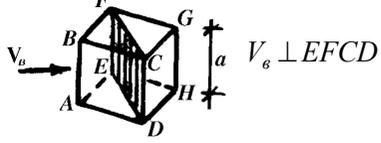
$$x = V_{\epsilon} t - \frac{\ln(EV_{\epsilon} t + 1)}{E}. \quad (2.2.12)$$

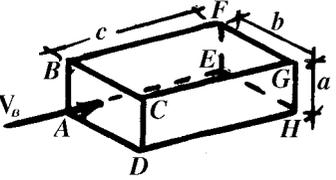
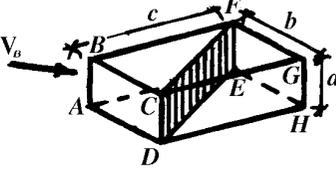
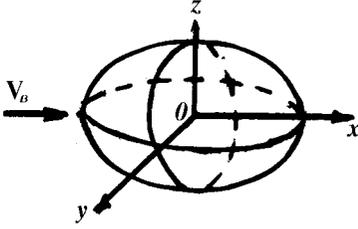
Зависимость (2.2.12) позволяет установить длину пути прямолинейного перемещения фиксированного камня в русле за определенный промежуток времени, что со своей стороны дает возможность оценить среднюю скорость передвижения

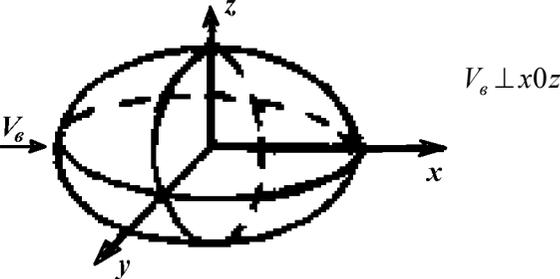
камня в водотоке  $V_{\kappa} = \frac{x}{t}$ .

Следует отметить, что значения величины  $E$  отличаются друг от друга не только в зависимости от формы камня (шарообразная, кубическая, прямоугольный параллелепипед или эллипсоид) но и от ориентации вектора скорости  $V_{\epsilon}$  поступательного потока по отношению камня. Ради наглядности эти значения приводятся в табл. 2.2.1.

Значения  $E$  при различных формах камня и различных случаях его ориентации  
в водном потоке

№№ п/п	Форма камня и его объем ( $W$ )	Геометрические характеристики камней и схемы их ориентации в водном потоке ( $V_0$ – направление скорости водного потока; $w$ – объем камня)	Значения $E$ (размерность $M^{-1}$ )
1	2	3	4
1	Шар диаметром $d$ $W = \frac{\pi d^3}{6}$		$E = \frac{3 [K_c - f(1+k)] \rho_0}{4 d (\rho_k - \rho_0)} + \frac{g}{C^2 R}$
2	Куб стороной $a$ $W = a^3$		$E = \frac{[K_c - f(1+k)] \rho_0}{2a (\rho_k - \rho_0)} + \frac{g}{C^2 R}$
3			$E = \frac{[K_c \sqrt{2} - f(1+k)] \rho_0}{2a (\rho_k - \rho_0)} + \frac{g}{C^2 R}$

1	2	3	4
4	Прямоугольный параллелепипед сторонами $a, b, c$	 $V_a \perp ABCD$	$E = \frac{[K_c a - f(1+k)c]\rho_\epsilon}{ac(\rho_\kappa - \rho_\epsilon)} + \frac{g}{C^2 R}$
5	$W = a \cdot b \cdot c$	 $V_b \perp CDEF$	$E = \frac{[K_c a \sqrt{b^2 + c^2} - f(1+k)bc]\rho_\epsilon}{2abc(\rho_\kappa - \rho_\epsilon)} + \frac{g}{C^2 R}$
6	Эллипсоид (осями $2a, 2b, 2c$ ) $W = \frac{4}{3} \pi abc$	 $V_b \perp yOz$	$E = \frac{3}{8} \frac{[K_c c - f(1+k)a]\rho_\epsilon}{ac(\rho_\kappa - \rho_\epsilon)} + \frac{g}{C^2 R}$

1	2	3	4
7	То же		$E = \frac{3}{8} \frac{[K_c c - f(1+k)] \rho_g}{bc(\rho_k - \rho_g)} + \frac{g}{C^2 R}$

\*) Формы и размеры транспортируемых камней могут быть различными. Камни у которых форма отличается от шарообразной, в первом приближении, можно также охарактеризовать эквивалентным диаметром, который определяется по зависимости:  $d_{эк} = \sqrt{6w/\pi}$ , где  $w$  – объем камня, отличающийся от шарообразной формы.

Для приведения несферических камней к эквивалентным шарообразным камням следует вводить коэффициент формы:  $K_{\phi_1} = S_1/S_{эк} = 0.202 S_1/w^{2/3}$ , где  $S_1 = \pi d^2$ ;  $S_{эк} = \pi d_{эк}^2 = \pi(6w/\pi)^{2/3}$

### 2.3. РАБОТА, ЗАТРАЧИВАЕМАЯ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ КРУПНОГО КАМНЯ ПРИ ЕГО ДВИЖЕНИИ НА ПРЯМОЛИНЕЙНОМ УЧАСТКЕ РУСЛА

Дифференциал работы, затрачиваемой на перемещение отдельного крупного камня в русле по прямой линии, будет [7]:

$$d A_x = m \frac{d^2 x}{dt^2} dx. \quad (2.3.1)$$

Путь перемещения крупного камня в русле за определенный промежуток времени:

$$x = V_g t - \frac{\ln(EV_g t + 1)}{E}, \quad (2.3.2)$$

где:

$$E = \frac{3[K_c - f(1+k)]\rho_g}{4(\rho_k - \rho_g)d} + \frac{g}{C^2 R} = \text{const}. \quad (2.3.3)$$

Для определения первой и второй производных от  $x$  по  $t$  проводим дифференцирование выражения (2.3.2).

Первая производная будет:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{EV_g^2 t}{EV_g t + 1},$$

откуда:

$$dx = \frac{EV_g^2 t}{EV_g t + 1} dt. \quad (2.3.4)$$

Вторая производная:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{EV_g^2}{(EV_g t + 1)^2}. \quad (2.3.5)$$

Подставляя (2.3.4) и (2.3.5) в (2.3.1), получим:

$$d A_x = m \frac{EV_g^2}{(EV_g t + 1)^2} \cdot \frac{EV_g^2 t}{(EV_g t + 1)} dt. \quad (2.3.6)$$

Работа, затрачиваемая на перемещение камня будет:

$$A_x = \int m \frac{E^2 V_6^4 t}{(E V_6 t + 1)^3} dt. \quad (2.3.7)$$

Обозначим:

$$Z = E V_6 t + 1, \quad (2.3.8)$$

и

$$dZ = E V_6 dt, \quad (2.3.9)$$

$$t = \frac{Z - 1}{E V_6}, \quad (2.3.10)$$

$$dt = \frac{dZ}{E V_6}. \quad (2.3.11)$$

Тогда взамен (2.3.7) имеем:

$$A_x = \frac{m V_6^2}{2 Z^2} - \frac{m V_6^2}{Z} + C_3. \quad (2.3.12)$$

С учетом (2.3.8) взамен (2.3.12) получим:

$$A_x = \frac{m V_6^2}{2(E V_6 t + 1)^2} - \frac{m V_6^2}{(E V_6 t + 1)} + C_3. \quad (2.3.13)$$

или

$$A_x = \frac{m V_6^2}{(E V_6 t + 1)} \left[ 1 - \frac{1}{2(E V_6 t + 1)} \right] + C_3. \quad (2.3.14)$$

Определим  $C_3$  из граничных условий. При  $t = 0$ ,  $A_x = 0$ .

Тогда:

$$0 = -m V_6^2 \left[ 1 - \frac{1}{2} \right] + C_3,$$

т.е.

$$C_3 = \frac{m V_6^2}{2}. \quad (2.3.15)$$

С учетом (2.3.15) взамен (2.3.14) будем иметь:

$$A_x = \frac{m V_6^2}{2} \left[ \frac{E V_6 t}{E V_6 t + 1} \right]^2. \quad (2.3.16)$$

Зависимость (2.3.16) дает возможность определить работу, затрачиваемую на перемещение крупного камня вдоль движения в русле с положительным уклоном дна за время  $t$ .

Для камня шарообразной формы диаметром  $d$  зависимость (2.3.16) принимает вид:

$$A_x = \frac{\pi d^2 V_6^2}{12} \left( \frac{E V_6 t}{E V_6 t + 1} \right)^2 (\rho_k - \rho_6). \quad (2.3.17)$$

Мощность, которая требуется для перемещения одного камня, будет:

$$N_x = \frac{m V_6^2}{2t} \left[ \frac{E V_6 t}{E V_6 t + 1} \right]^2, \quad (2.3.18)$$

та же мощность для перемещения одного камня шарообразной формы будет соответствовать величине:

$$N_x = \frac{\pi d^2 V_6^2}{12t} \left( \frac{E V_6 t}{E V_6 t + 1} \right)^2 (\rho_k - \rho_6). \quad (2.3.19)$$

За время  $t$  эта мощность будет равняться:

$$N_t = N_x t. \quad (2.3.20)$$

Учитывая, что мощность водного потока

$$N = \gamma_6 Q H, \quad (2.3.21)$$

то нетрудно установить количество камней  $n$  заданного диаметра, которое может транспортировать данный поток, что будет выражаться соотношением

$$\frac{N}{N_t} = n. \quad (2.3.22)$$

С целью повышения точности полученных результатов целесообразно воспользоваться соответствующими данными полевых наблюдений и сопоставить их с приведенными расчетами. Эти данные дадут также возможность уточнить

поправочные коэффициенты, фигурирующие в предлагаемых расчетных зависимостях.

Настоящая методика расчета позволяет установить то оптимальное количество крупных камней заданного диаметра, которое может обеспечить надежное перекрытие русла каменно-набросной плотиной; она, по существу, способствует реализации части поставленных задач с целью возможности применения математической теории катастроф в области гидротехники и мелиорации, предложенных в работе [19], а именно, при необходимости поднятия уровня воды или строительства руслоперегораживающего противоселевого сооружения, изменения направления реки и т.д.

В приведенных выше выкладках основное внимание сосредоточено на принципиальные вопросы решения задачи, поэтому некоторые тонкости процесса были опущены. Так, например, не исключено, что более близкие к натурным данным результаты могут быть получены при замене средней по живому сечению скорости водного потока  $V_e$  скоростью потока на высоте  $d/2$ , что не представляет особого труда; можно также реализовать расчеты в отношении камней других форм, отличных от сферических.

Ради наглядности ниже приводится пример расчета для конкретного случая.

#### **Пример 2.1.**

На прямолинейном участке русла с фиксированным створом крупный камень шарообразной формы под воздействием водного потока и собственного веса скользит (катится) по поверхности русла.

Гидравлические характеристики потока прямоугольного русла и камня следующие: глубина потока  $H = 1,2$  м, ширина русла  $B = 3,0$  м, уклон дна водотока  $i = 0,04$ , плотность воды  $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициент гидравлического сопротивления

русла  $K_c = 0,5$ , коэффициент шероховатости  $n = 0,025$ , диаметр камня  $d = 0,2$  м, плотность камня  $\rho_k = 2650$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициент трения скольжения  $f = 0,43$ , время перемещения камня  $t = 100$  сек.

Требуется определить, на какое расстояние  $x$  от первоначального положения будет перемещаться камень за время  $t$ , а также работу, которую затрачивает поток на транспортировку этого камня.

**Решение.**

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{B \cdot H}{B + 2H} = \frac{1,2 \cdot 3,0}{3,0 + 2 \cdot 1,2} = 0,66 \text{ м.}$$

При  $n = 0,025$  по формуле Н.Н. Павловского коэффициент

$$\text{Шези } C = 35,9 \frac{\text{м}^{0,5}}{\text{с}}.$$

Тогда средняя по живому сечению скорость потока воды:

$$V_g = C \sqrt{Ri} = 35,9 \sqrt{0,66 \cdot 0,04} = 5,8 \text{ м/с.}$$

Расход водного потока:

$$Q = \omega \cdot V_g = 1,2 \cdot 3 \cdot 5,8 = 20,88 \text{ м}^3/\text{с.}$$

Расход на 1 п.м. ширины русла:

$$q = Q_1 = \frac{Q}{B} = \frac{20,88}{3} = 6,96 \text{ м}^2/\text{с.}$$

Так как  $i = 0,04$ , т.е.  $\sin \theta = 0,04$ , тогда  $\theta \cong 3,3^\circ$ ,  $\cos \theta = \cos 3,3^\circ = 0,9983$ .

$$\begin{aligned} G_y &= \frac{\pi d^3}{6} (\rho_k - \rho_g) g \cos \theta = \\ &= \frac{3,14 \cdot 0,2^3}{8} (2650 - 1000) \cdot 9,81 \cdot 0,9983 = 67,65 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \end{aligned}$$

$$N = \frac{1}{2} \omega_m \rho_g V_g^2 = \frac{\pi d^2}{8} \rho_g V_g^2 = \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{8} 1000 \cdot 5,8^2 = 528,15 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2}$$

$$k = \frac{G_y}{N} = \frac{67,65}{528,147} = 0,128 \approx 0,13$$

$$f(1+k) = 0,43(1+0,13) = 0,4859 \approx 0,49.$$

Так как  $K_c > f(1+k)$ , т.е.  $0,5 > 0,49$ , поток в состоянии транспортировать камень диаметром  $d = 0,2$  м.

Определим параметр  $E$  по зависимости (2.3.3)

$$\begin{aligned} E &= \frac{3}{4} \frac{[K_c - f(1+k)]\rho_s}{d(\rho_k - \rho_s)} + \frac{g}{C^2 R} = \\ &= \frac{3}{4} \frac{[0,5 - 0,43(1+0,13)]1000}{0,2(2650 - 1000)} + \frac{9,81}{35,9^2 \cdot 0,66} = 0,0345 \frac{1}{\text{м}}. \end{aligned}$$

Определим  $x$  по зависимости (2.3.2)

$$x = V_s t - \frac{\ln(EV_s t + 1)}{E} = 5,8 \cdot 100 - \frac{\ln(0,0345 \cdot 5,8 \cdot 100 + 1)}{0,0345} = 510 \text{ м.}$$

Таким образом, через 100 сек. камень будет находиться на расстоянии 510 м от фиксированного начального створа.

Скорость продвижения камня:

$$V_x = \frac{510}{100} = 5,1 \text{ м/с.}$$

Разница в скоростях воды и камня:

$$V = V_s - V_x = 5,8 - 5,1 = 0,7 \text{ м/с.}$$

Определим по формуле (2.3.17) работу, которую затрачивает поток на транспортировку камня:

$$\begin{aligned} A_x &= \frac{\pi d^3 V_s^2}{12} \left( \frac{EV_s t}{EV_s t + 1} \right)^2 (\rho_k - \rho_s) = \\ &= \frac{3,14 \cdot 0,2^3 \cdot 5,8^2}{12} \left( \frac{0,0345 \cdot 5,8 \cdot 100}{0,0345 \cdot 5,8 \cdot 100 + 1} \right)^2 (2650 - 1000) = \\ &= 104,7 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2} \end{aligned}$$

Далее, допустим, что требуется перекрыть русло водотока

прямоугольной формы, шириной 360 м, расходом  $Q = 20,88 \text{ м}^3/\text{с}$ , при глубине потока  $H = 1,2 \text{ м}$ . Диаметр камней, используемых для перекрытия русла равен  $d = 0,2 \text{ м}$ . Следует предусмотреть, что  $\gamma = \rho g$  и соответственно

$$\gamma_k = \rho_k \cdot 9,81 = 2650 \cdot 9,81 = 25996,5 \text{ н/м}^3, \text{ и}$$

$$\gamma_e = \rho_e \cdot 9,81 = 1000 \cdot 9,81 = 9810 \text{ н/м}^3.$$

Мощность данного потока по формуле (2.3.21)

$$N = \gamma_e QH = 9810 \cdot 20,88 \cdot 1,2 = 245799,36 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2}.$$

Работа, затрачиваемая на перемещение одного камня (формула 2.3.17) равняется:

$$A_x = 104,7 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2}.$$

Затрачиваемая на перемещение одного камня работа за единицу времени, т.е. мощность потока

$$N_x = \frac{A_x}{t} = 1,047 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^3},$$

А за время  $t = 100 \text{ сек.}$  эта мощность будет соответствовать величине

$$N_t = 1,047 \cdot 100 = 104,7 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^3}.$$

Таким образом, мощность потока в состоянии за 100 сек. обеспечить перемещение следующего количества камней диаметром 0,2 м:

$$\frac{N}{N_t} = \frac{245799,36}{104,7} = 2347,65 \approx 2348 \text{ шт.}$$

По ширине водотока, т.е. по длине "сооружения"  $B = 3,0 \text{ м}$ , размещаются камни диаметром  $d = 0,2 \text{ м}$ ,  $n_B = 3,0 : 0,2 = 15 \text{ шт.}$ , а по высоте  $n_H = 1,2 : 0,2 = 6 \text{ шт.}$

Всего во всем поперечном сечении потока при кубической

форме упаковки может разместиться  $15 \times 6 = 90$  камней.

Количество камней в каменно-набросном "сооружении" вдоль русла (т.е. по ширине "сооружения") будет:

$$n_l = \frac{2348}{90} = 26,09 \approx 26 \text{ шт.},$$

что соответствует  $l = 26 \times 0,2 = 5,2$  м ширине.

Таким образом, общий объем "сооружения" составляет  $W = B \cdot H \cdot l = 3 \cdot 1,2 \cdot 5,2 = 18,72 \text{ м}^3$ , а количество камней в его теле приближается к расчетному

$$n_{\text{общ}} = n_B \cdot n_H \cdot n_l = 15 \cdot 6 \cdot 26 = 2340 \approx 2348 \text{ шт.}$$

Следовательно, при сооружении каменно-набросной плотины (барража), чтобы не происходило увлечение камней водным потоком, следует в течение 100 секунд сбросить в воду 2348 шт. камней диаметром 0,2 м в форме призмы с габаритами: длиной 3,0 м, высотой 1,2 м и шириной 5,2 м.

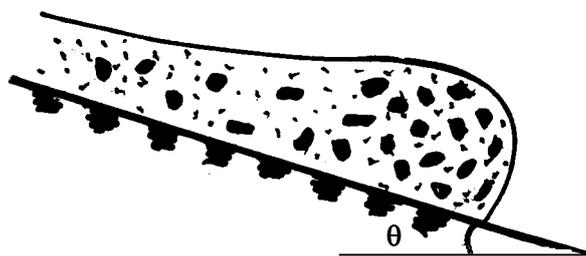
При этих условиях будет сохраняться предельно устойчивое состояние "сооружения". Для обеспечения его гарантированной устойчивости следует отсыпать в водном потоке хотя бы на 2% больше камней, т.е.  $2348 + 2348 \cdot 0,02 = 2394,96 \approx 2395$  шт., что исключает увлечение камней водным потоком.

Естественно, что после отсыпки камней в водном потоке "сооружение" не примет форму прямоугольной призмы с вертикальным положением ребер со стороны верхнего и нижнего бьефов. Поэтому необходимо, чтобы во время отсыпки камней были бы соблюдены условия, диктуемые результатами расчетов: высота "сооружения"  $H = 1,2$  м, и длиной 3,0 м, что может обеспечить его устойчивое функционирование.

Естественно, фактическая "упаковка" и высота наброски камней будут отличаться от предложенного, что легко учесть в расчетах.

## 2.4. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДВИЖЕНИЯ ГОЛОВНОЙ ЧАСТИ СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА

Движение связного селевого потока обычно характеризуется ярко выраженной формой фронтальной частью, что обуславливается поступлением массы за счет русловых отложений или отдачи части селевой смеси, сглаживающей контактную поверхность направляющего русла. Тот или иной процесс (захват или отток) зависит от степени устойчивости трущихся поверхностей. В том случае, когда поверхность русла состоит из легкодеформируемого (мягкого) материала, фронтальная (головная) часть потока разрушает и захватывает при движении верхний слой русловых отложений (рис. 2.4.1), увеличивая этим массу (а значит, и глубину) головной части потока.



**Рис. 2.4.1.** Схема передвигания головной части связного селевого потока при легкодеформируемой поверхности русла

Во втором случае, когда поверхность русла состоит из трудно деформируемого материала, головная часть потока сглаживает поверхность русла, уменьшая при этом массу (значит, и глубину) этой части потока (рис. 2.4.2)<sup>\*)</sup>. В данном случае поверхность имеет форму нисходящей кривой, и

---

<sup>\*)</sup> Этот процесс имеет место преимущественно при движении в русле грязевого селевого потока.

удельный расход селевой смеси имеет отрицательное значение.

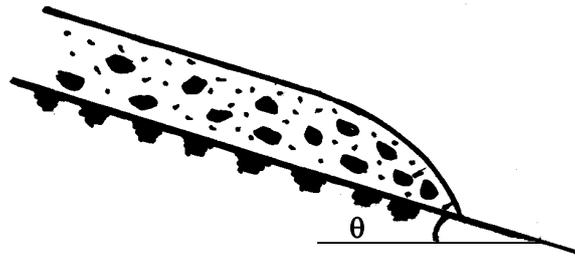


Рис. 2.4.2. Схема передвижения головной части связного селевого потока при трудно деформируемой поверхности русла

Рассмотрим схему движения потока в легкодеформируемом русле (рис. 2.4.3). Допустим, что в сечении 1-1 глубина потока равна  $H$ , (т.е. хвостовой части фронта потока), а удельный расход (расход на единицу ширины)  $q = Q/B$ .

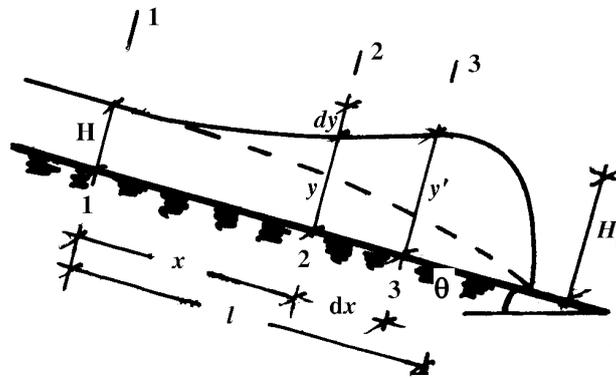


Рис. 2.4.3. Схема расчета профиля головной части связного селевого потока при деформируемой поверхности русла

Тогда из (1.2.15) и (1.2.16) следует:

$$V = K_3 H^2 \quad (2.4.1)$$

$$q = K_3 H^3 \quad (2.4.2)$$

где:

$$K_3 = \frac{gi}{\nu} \left[ \frac{\beta}{2} (\beta^2 - 1) + \frac{1}{3} (1 - \beta^3) \right]^* \quad (2.4.3)$$

Удельный расход в сечении 2-2, которое находится на расстоянии  $x$  от створа 1-1 будет:

$$q_x = K_3 y^3, \quad (2.4.4)$$

в створе 3-3

$$q'_x = K_3 (y + dy)^3. \quad (2.4.5)$$

Опуская малые слагаемые, имеем:

$$q_x - q'_x = -3K_3 y^2 dy,$$

или

$$q_0 dx = -3K_3 y^2 dy, \quad (2.4.6)$$

где  $q_0$  – расход притока на единицу длины и ширины в пределах головной части потока.

Интегрирование (2.4.6) упрощается, если допустить, что  $K_3 \cong \text{const}$  и  $q_0 \cong \text{const}$ . Тогда форма поверхности фронта головной части для обоих случаев можно записать с помощью уравнения:

$$y = \sqrt[3]{H^3 \pm \frac{q_0 x}{K_3}}, \quad (2.4.7)$$

где:  $y$  и  $x$  – соответственно ордината и абсцисса кривых, описывающих форму поверхности головной части потока.

Нетрудно заметить, что до подбора конструкции противоселевого защитного сооружения предварительно следует оценить устойчивость трущихся поверхностей (селевого потока и направляющего русла). По зависимости (2.4.7) можно

---

\*)  $K_3$  имеет размерность  $\frac{1}{t \cdot L}$ .

рассчитать параметры головной части потока и если она (головная часть) имеет выпуклую форму, то прочность противоселевого сооружения надо брать со значительным запасом надежности, чем при нисходящей кривой. Объем и форма головной части потока определяет силу удара потока, так же площадь защитного сооружения, подвергаемого удару. Во время воздействия потока на сооружение в нем принимает участие весь объем головной части. Максимальная высота головной части при выпуклой форме  $H_2$ , как показали наблюдения, находится в пределах  $H_2 = (1.5 \div 1.8)H$ .

## **ГЛАВА 3. ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ**

### **3.1. ВОЛНЫ В СВЯЗНЫХ СЕЛЕВЫХ ПОТОКАХ**

#### **3.1.1. Введение**

Волны по своей природе являются двух- или трехмерными. Однако, для решения простых инженерных задач представляется более удобным волновой процесс вообще, и для связанных селевых потоков в частности, описать в рамках одномерной задачи. Подобный подход, с одной стороны, частично снижает точность полученных результатов, но с другой стороны, расширяет оперативную возможность применения полученных таким путем зависимостей для успешного решения важных задач, которые могут с достаточной точностью удовлетворить требования практики.

Полученные ниже результаты в основном базируются на трактовке волнового процесса с гидравлической (т.е. одномерной) точки зрения, при котором определенные показатели волны рассматриваются только в одном направлении (средняя по живому сечению скорость, расход и т.д.), т.е. по направлению поступательного потока. Двух или трехмерная трактовка волнового явления из-за сложности в работе не рассматривается.

В природе существуют множество видов волн. В данном разделе остановимся на трех наиболее важных из них: это непрерывные, динамические (ударные) и "моноклиальные" волны.

Обычно, волны в водотоках могут переносить как непрерывные изменения основных гидравлических или гидрологических параметров потока (постепенное уменьшение или увеличение расхода, скорости, глубины), либо ступенчатые или конечные разрывы. Последний тип волн именуют

динамическими скачками или ударными (динамическими) волнами.

В обоих случаях возникновение волн не редко связано с процессом опорожнения в верховьях селеносного водотока эрозионного вреза, где в силу различных причин накапливаются продукты разрушения горных пород, которые в последствии с добавлением водного компонента (выпадение дождевых осадков, таяние снега, поступление грунтовых вод и т.д.) превращаются в готовую селевую смесь.

На практике нередко возникают осложнения, обусловленные такими факторами, как широкий спектр размеров и форм каменных включений, неоднородность внутренней структуры потока, силы, действующие между твердыми включениями и водой и др. Рассмотрение связного селя в форме квазиконтинуума дает возможность упомянутые осложнения довести до минимума.

В данной работе смесь связного селевого потока рассматривается как квазиконтинуум, что позволяет описать движение уравнением однородной среды и дает возможность использовать основные методы гидромеханики. Подобное допущение позволяет при анализе оперировать средними параметрами и характеристиками составных элементов смеси (удельный вес, плотность и др.). Эти "кажущиеся" параметры являются средневзвешенными и не соответствуют свойствам составных элементов смеси (вода, камень, мелкозернистая часть, коллоидные частицы и др.). Допускается также некоторые свойства квазиконтинуума (в данном случае связной селевой смеси) определить с помощью более сложных уравнений двухмерного (или трехмерного) поля течения потока (например: эффективную вязкость связного селя, глубину ядра течения потока и др.).

Ниже рассматривается поступательное движение селевого потока, как с постоянным, так и с переменным расходами

вдоль пути. Рассмотрение переменности расхода необходимо при одномерной трактовке явления т.к. двухмерная или трехмерная интерпретация этого явления автоматически учитывает боковой приток или отток т.е. изменение количества или качества (при многофазных потоках) в поступательном потоке.

Результаты наших исследований впервые были опубликованы в работах [20, 21].

### **3.1.2. Непрерывные волны в связанных селевых потоках**

Непрерывные волны наблюдаются всякий раз, когда одно установившееся (стационарное) значение параметров движения постепенно переходит в другое установившееся движение из-за плавного изменения расхода (разумеется и глубины) при отсутствии динамических эффектов, связанных с инерцией или импульсом. Это квазистационарное явление, которое наблюдается повсеместно, когда гравитационные силы постепенно уравниваются силами сопротивления. Рассмотрим два случая: движение непрерывных волн с постоянным и переменным расходами вдоль пути.

#### **а) Непрерывные волны при движения поступательного потока с постоянным расходом вдоль пути**

Естественно, что расход связанного селевого потока при стационарном равномерном режиме движения зависит от глубины  $H$ .

Скорость непрерывной волны  $V_w$ , проходящей через контрольные створы 1-1 и 2-2 (рис. 3.1.1), можно определить из условия неразрывности; в данном случае будет иметь

место следующее равенство:

$$Q - \omega V_e = Q + \delta Q - V_e (\omega + \delta \omega) \quad (3.1.1)$$

где:  $Q$  – расход потока в створе 1–1;

$Q + \delta Q$  – расход потока в створе 2–2;

$\omega$  – живое сечение потока в створе 1–1;

$\omega + \delta \omega$  – живое сечение потока в створе 2–2;

$V_e$  – скорость распространения непрерывной волны.

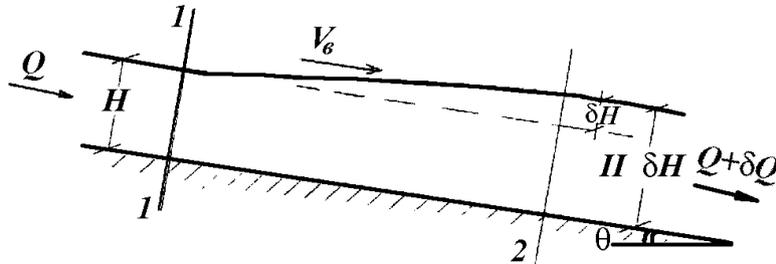


Рис. 3.1.1. Схема к расчету непрерывной волны связного селевого потока с постоянным расходом вдоль пути

Из (3.1.1) следует:

$$V_e = \frac{\partial Q}{\partial \omega}. \quad (3.1.2)$$

Учитывая, что

$$Q = V\omega, \quad (3.1.3)$$

тогда с учетом (3.1.3) взамен (3.1.2) имеем:

$$V_e = \frac{\partial(\omega V)}{\partial \omega} = V \frac{\partial \omega}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial V}{\partial \omega}$$

или

$$V_e = V + \omega \frac{\partial V}{\partial \omega}, \quad (3.1.4)$$

где  $V$  – средняя по живому сечению скорость потока.

Из (3.1.4) получаем, что скорость непрерывной волны " $V_e$ " превышает среднюю по сечению скорость потока на

величину " $\omega \frac{\partial V}{\partial \omega}$ ".

Расход вязного селевого потока при равномерном режиме движения равен (1.2.15) или [20]:

$$Q = \frac{BgiH^3}{\nu_c} f(\beta), \quad (3.1.5)$$

где:  $\nu_c = \mu_c / \rho_c$  – кинематическая вязкость вязного селя;

$\mu_c$  – динамическая вязкость вязного селя;

$\rho_c$  – плотность вязного селя.

$$f(\beta) = \frac{\beta}{2}(\beta^2 - 1) + \frac{1}{3}(1 - \beta^3). \quad (3.1.6)$$

В русле с прямоугольным поперечным сечением средняя скорость потока:

$$V = \frac{q}{H}, \quad (3.1.7)$$

где  $q$  – расход на единицу ширины потока.

Тогда из (3.1.2) и (3.1.5) следует:

$$V_s = \frac{\partial Q}{\partial \omega} = \frac{dq}{dH} = \frac{3giH^2}{\nu_c} f(\beta)^*). \quad (3.1.8)$$

Учитывая (3.1.7) получим, что

$$V = \frac{Q}{\omega} = \frac{q}{H} = \frac{giH^2}{\nu_c} f(\beta). \quad (3.1.9)$$

Сравнивая (3.1.8) и (3.1.9) будем иметь:

$$V_s = 3V. \quad (3.1.10)$$

---

\*) При решении подобных задач без особой погрешности можно допустить, что  $f(\beta)/\nu_c \cong const$ .

Таким образом получается, что скорость непрерывной волны в три раза больше средней по сечению скорости потока.

С опорожнением эрозионного вреза объем отложенной в нем селевой смеси уменьшается и непрерывные волны будут передвигаться с соответствующими значениями глубины потока, при этом каждая непрерывная длинная волна будет распространяться со своей скоростью, что будет соответствовать уравнению (3.1.8).

Если до срыва селевой смеси с эрозионного вреза в начальный момент его опорожнения  $t=0$  и  $x=0$ , то после срыва начнется распространение непрерывной волны с соответствующими значениями  $H$ . Из (3.1.8) следует, что при больших значениях  $H$  волна будет переноситься быстрее. За фиксированное время  $t$  волна пройдет расстояние:

$$x = V_6 t. \quad (3.1.11)$$

Подставляя выражение (3.1.8) в (3.1.11), получим уравнение поверхности волны в любой момент времени  $t$ :

$$x = \frac{3igH^2 t}{v_c} f(\beta). \quad (3.1.12)$$

Допустим, селевой поток попадает в русло водотока из эрозионного вреза с постоянным расходом и глубиной  $H_1$ . При снижении расхода до нового значения (соответствующего при стационарном течении глубине  $H_2$ ), от сечения  $x=0$ , будут распространяться непрерывные волны с переменной глубиной  $H$ , заключенным между  $H_1$  и  $H_2$ , что изображено на рис. 3.1.2.

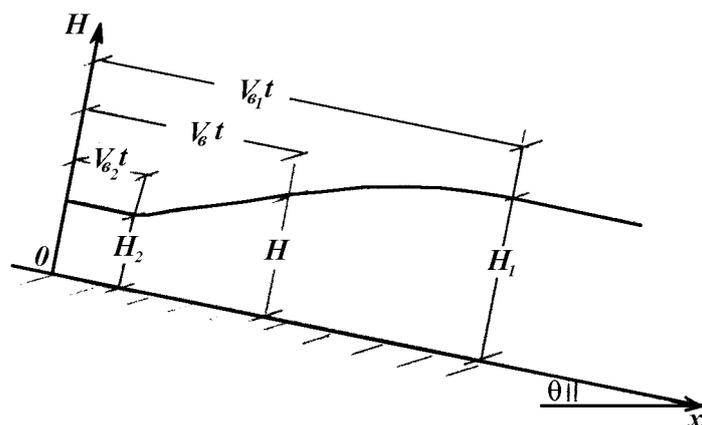


Рис. 3.1.2. Продольный профиль поверхности потока при снижении расхода селевой смеси

**б) Непрерывные волны при движении поступательного потока с переменным расходом вдоль пути**

Рассмотрим случай движения связного селевого потока с переменным расходом вдоль пути (процесс захвата или оттока части селевой смеси в зависимости от устойчивости трущихся контактных поверхностей потока и русла и др.). В качестве примера оценим процесс добавления массы (т.е. приток) на единицу длины через  $q_n$  и рассмотрим объем участка водотока длиной  $\delta x$  (рис. 3.1.3); пунктиром обозначен объем связной селевой смеси до притока.

Тогда аналогично зависимости (3.1.1) получим следующее выражение:

$$q_n \delta x + Q = (Q + \delta Q) + \frac{\partial \omega}{\partial t} \delta x, \quad (3.1.12)$$

откуда получаем общеизвестное уравнение неразрывности для потоков с переменным расходом вдоль пути в форме [20]:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q_n. \quad (3.1.13)$$

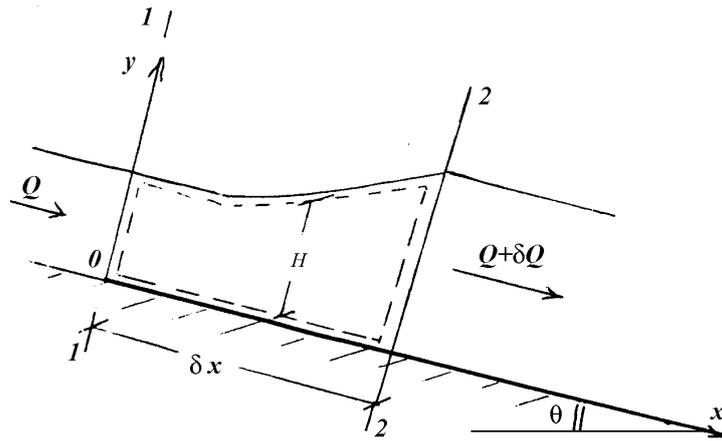


Рис. 3.1.3. Схема к расчету непрерывной волны связного селевого потока с переменным расходом вдоль пути

Второй член левой части уравнения (3.1.3), с учетом (3.1.2) можно представить таким образом:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{\partial Q}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial x} = V_s \frac{\partial \omega}{\partial x}. \quad (3.1.14)$$

Тогда с учетом (3.1.14) уравнение неразрывности для потока с переменным расходом вдоль пути примет вид:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V_s \frac{\partial \omega}{\partial x} = q_n. \quad (3.1.15)$$

Нетрудно заметить, что левая часть зависимости (3.1.15) выражает полную производную по времени от " $\omega$ " для системы координат (в одномерной трактовке) движущейся со скоростью  $V_s$  по направлению оси " $0x$ ", т.е. вдоль движения поступательного потока:

$$\left( \frac{\partial \omega}{\partial t} \right)_{\text{при движении со скоростью } V_s} = q_n. \quad (3.1.16)$$

В том случае, когда  $q_n = 0$ , то имеем дело с потоком

постоянным расходом вдоль пути, что было рассмотрено при первом случае.

Для плоского потока взамен (3.1.16) имеем

$$\frac{dH}{dt} = q'_n, \quad (3.1.17)$$

$q'_n$  – расход присоединившегося потока на единицу длины и на единицу ширины ( $q'_n$  имеет размерность скорости).

Рассмотрим случай  $q'_n \approx const$ . Тогда зависимость (3.1.17) дает:

$$H - H_0 = q'_n(t - t_0), \quad (3.1.18)$$

где индекс "0" означает первоначальное условие.

Учитывая, что  $V_g$  скорость волны выражается по зависимости (3.1.8), для данного случая можно написать:

$$V_g = \frac{dx}{dt} = \frac{3giH^2}{v_c} f(\beta). \quad (3.1.19)$$

Тогда зависимости (3.1.17) и (3.1.19) дают:

$$\frac{dH/dt}{dx/dt} = \frac{dH}{dx} = \frac{q'_n v_c}{3giH^2 f(\beta)}, \quad (3.1.20)$$

или после интегрирования:

$$\frac{(H^3 - H_0^3)gif(\beta)}{v_c} = q'_n(x - x_0). \quad (3.1.21)$$

Зависимость (3.1.21) описывает траекторию поверхности волны в плоскости "XOY". Исключая глубину  $H$  из (3.1.18), (3.1.21), т.е. принимая во внимание, что из (3.1.18)

$$H = H_0 + q'_n(t - t_0) \quad (3.1.22)$$

и подставляя (3.1.22) в (3.1.21), после несложных преобразований получим:

$$[H_0 + q'_n(t - t_0)]^3 = H_0^3 + \frac{q'_n(x - x_0)v_c}{gjf(\beta)}. \quad (3.1.23)$$

Зависимость (3.1.23) дает возможность судить о свободной поверхности непрерывной волны в плоскости  $x, t$  с учетом начальных условий.

Из (3.1.22) имеем:

$$H_0 = H - q'_n(t - t_0). \quad (3.1.24)$$

Подставляя (3.1.24) в (3.1.21), после соответствующих преобразований получим:

$$H^3 = [H - q'_n(t - t_0)]^3 + \frac{q'_n(x - x_0)v_c}{gjf(\beta)}. \quad (3.1.25)$$

Зависимость (3.1.25) дает возможность построить кривую свободной поверхности непрерывной волны связного селевого потока с переменным расходом вдоль пути поступательного потока.

Полученные зависимости позволяют судить о двух семействах волн: первое, когда волны образуются в начальный момент при  $t_0 = 0$  с начального створа, т.е. при  $x_0 = 0$ ; в таком случае из (3.1.21) имеем

$$H^3 = H_0^3 + \frac{q'_n x v_c}{gjf(\beta)}. \quad (3.1.26)$$

Что касается волн в плоскости  $x, t$ , из (3.1.23) получим:

$$(H_0 + q'_n t)^3 = H_0^3 + \frac{q'_n x v_c}{gjf(\beta)}. \quad (3.1.27)$$

Профиль свободной поверхности получается из (3.1.25):

$$H^3 = (H - q'_n t)^3 + \frac{q'_n x v_c}{gjf(\beta)}. \quad (3.1.28)$$

Для второго семейства волн линий распределения и профиль поверхности совпадают и описываются одним уравнением (при условии  $x_0 = 0$  и  $H_0 = 0$ ). В таком случае из

(3.1.21) следует:

$$H^3 = \frac{q'_n x v_c}{g \text{if}(\beta)}. \quad (3.1.29)$$

Полученное выражение характеризует установившееся состояние профиля свободной поверхности потока. В плоскости  $x, t$  линии распространения параллельны и они получаются из (3.1.23) в форме:

$$t = t_0 + 3 \sqrt{\frac{v_c x}{g \text{if}(\beta) (q'_n)^2}}. \quad (3.1.30)$$

### 3.1.3. Динамические волны в связных селевых потоках

Рассмотрим явление динамических волн в связных селевых потоках. Как было отмечено, динамические волны имеют ступенчатое (скачкообразное) изменение динамических характеристик потока.

Допустим, что динамическая (скачкообразная) волна перемещается со скоростью "С" на свободной поверхности неподвижной ранее отложенной селевой смеси (рис. 3.1.4).

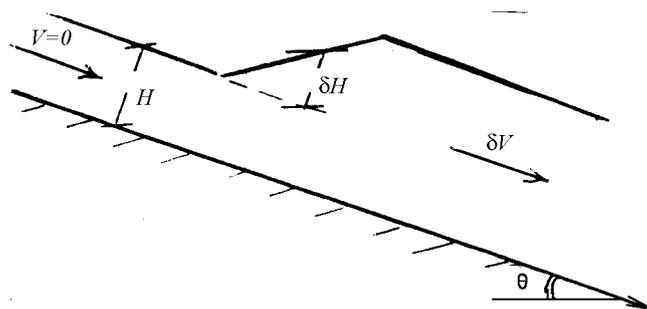


Рис. 3.1.4. Схема перемещения динамической волны на свободной поверхности ранее отложенной селевой смеси

Следуя классическому подходу получения скорости распространения динамической волны в ньютоновских жидкостях, можно эту схему использовать и для селевого потока в виде формулы Лагранжа:

$$C = \sqrt{gH} . \quad (3.1.31)$$

Но так как вязная селевая смесь в отличие от воды обладает свойством т.н. "статического напряжения сдвига", что соответствует величине сдвига в момент начала движения, то "динамическое" напряжение сдвига – понятие условное и выражает постоянную часть касательного напряжения (не зависящей от скорости) во время движения. В силу отмеченного вязная селевая смесь при определенной глубине не двигается даже на наклонной поверхности т.е. не "стекает", поэтому в отличие от воды зависимость (3.1.31) для неньютоновских жидкостей и в том числе для вязной селевой смеси следует выразить следующим образом:

$$C = \sqrt{gH \cos \theta_1} , \quad (3.1.32)$$

где  $\theta_1$  – предельное значение наклона плоскости дна водотока, при котором селевая смесь определенной глубины и заданной консистенции начинает перемещаться; при этом же угле наклона дна водотока селевой поток, достигнув определенной глубины, меньшей чем при движении прекращает перемещение.\*)

Поэтому зависимость (3.1.32) характеризует динамическую волну в вязном селевом потоке, которая (волна) включает в себе ту часть напряжения, которая необходимо для преодоления т.н. уклона сопротивления движению.

---

\*) Естественно для ньютоновских жидкостей при  $\theta_1 = 0$ ,  $\cos \theta_1 = 1$ , а (3.1.31) и (3.1.32) совпадают.

### 3.1.4. Исследование неустойчивости длинных одномерных волн при движении связного селевого потока в руслах с положительным уклоном дна водотока

Приведенные выше зависимости (3.1.8), (3.1.31), (3.1.32) позволяют судить о неустойчивости или устойчивости появления волн в связных селях.

Неустойчивость в связных селях как и при перемещении ньютоновских жидкостей, возникает тогда, когда скорость непрерывных одномерных волн  $V_g$  превышает скорость динамических волн  $C$ , распространяющихся по поверхности потока, т.е.

$$V_g > V + C. \quad (3.1.33)$$

Подставляя выражение (3.1.8), (3.1.9), (3.1.32) в (3.1.33) и учитывая, что  $i = \sin \theta$ , получаем условия неустойчивости в форме неравенства:

$$\frac{3g \sin \theta H^2}{v_c} f(\beta) > \frac{g \sin \theta H^2}{v_c} f(\beta) + (gH \cos \theta_1)^{0,5} \quad (1.3.34)$$

или

$$\frac{4g \sin^2 \theta H^3}{v_c^2} [f(\beta)]^2 > \cos \theta_1. \quad (3.1.35)$$

Принимая во внимание (3.1.9), взамен (3.1.35) получаем:

$$\frac{4V \sin \theta H}{v_c} f(\beta) > \cos \theta_1,$$

или

$$\frac{VH}{v_c} f(\beta) > \frac{1}{4} \frac{\cos \theta_1}{\sin \theta}, \quad (3.1.36)$$

где  $\theta_1 \leq \theta$ .

Левая часть (3.1.36) выражает число Рейнольдса для связанного селевого потока.

Зависимость (3.1.36) характеризует условие неустойчивости одномерных длинных волн в связанном селевом потоке, движущейся со скоростью " $V$ " в русле водотока с положительным уклоном дна, когда движение потока обусловлено силой тяжести.

Неустойчивость в рассмотренном случае будет наблюдаться в виде резко выраженных форм волны, по размерам, соизмеримым глубине равномерно движущегося потока, что и наблюдается в природе.

В случае водного потока (без наносов)  $f(\beta) = \frac{1}{3}$  и взамен (3.1.36) будем иметь:

$$\frac{VH}{\nu} > \frac{3}{4 \sin \theta}. \quad (3.1.37)$$

В таком случае неустойчивость будет наблюдаться в виде скатывающих волн на наклонной плоскости, как это имеет место во время проливного дождя на наклонных участках улиц.

### **3.1.5. Исследование "моноклиальной" волны в связанных селевых потоках**

Резкое увеличение параметров движения сформированного связанного селевого потока обычно связано с процессом последовательной сработки нескольких селевых очагов с эрозионных врезов в верховьях селевого водотока, где вследствие различных причин геодинамического, метеорологического, топографического и другого характера накапливаются

продукты разрушения горных пород. При воздействии на них водной среды в виде атмосферных осадков, талого снега, грунтовых вод и т.д., нередко формируются связные селевые потоки [9], которые, обычно, характеризуются волновым режимом движения. Механизм подобного явления следующий: при сработке нескольких эрозионных врезов по боковым притокам в главный водоток попеременно поступает селевой сток, который накладывается сверху над предыдущим потоком.<sup>\*)</sup>

Следует отметить, что вследствие перемещения вниз по течению вдоль труднодеформируемой поверхности водотока, головная часть связного селя частично израсходуется на сглаживание шероховатой поверхности ложа русла, как по дну, так и по его откосам, таким образом, что следующее вслед за фронтальной частью тело связного селя движется уже по сглаженному руслу, наращивая свою скорость до равномерного режима движения.<sup>\*\*)</sup>

Вследствие резкого увеличения гидравлических параметров потока в форме "моноклиальной" (единичной) волны [21], перемещающейся вниз по течению с постоянной скоростью, может возникнуть опасность перелива селевого потока через борта селепропускного сооружения.

Подобная волна является прототипом паводковой волны, которая представляет собой особый вид неустановившегося движения, когда форма волны имеет устойчивый профиль, очертание которого не изменяется во времени; при этом равномерное поступательное движение характеризуется следующими отличительными чертами:

---

<sup>\*)</sup> Более детально см. в настоящей работе "Элементы теории волнообразного формирования связного селя в эрозионном врезе" (параграф 4.1).

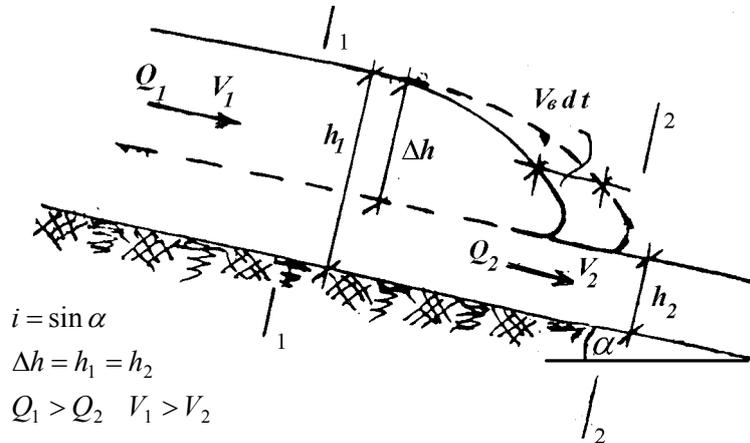
<sup>\*\*)</sup> См. параграф 2.4 настоящей работы.

а) положение фронта волны в разные моменты времени идентичны друг другу;

б) скорость перемещения фронта волны больше средней скорости;

в) профиль волны перемещается с постоянной скоростью.

На рис. 3.1.5 представлена схема резкого увеличения гидравлических параметров потока связного селя в форме "моноклиальной" волны.



**Рис. 3.1.5. Схема для анализа резкого увеличения гидравлических параметров движения связного селя**

Обозначим через  $Q_1$ ;  $\omega_1$ ;  $V_1$ ;  $h_1$ ;  $Q_2$ ;  $\omega_2$ ;  $V_2$ ;  $h_2$  расход, площадь живого сечения, скорость и глубину потока соответствующими индексами в створах перед (1÷1) и за волной (2÷2) с равномерным режимом движения. Скорость "моноклиальной" волны  $V_g > V_1 > V_2$ . Из-за устойчивого очертания профиля и объема волны ее фронт будет увлекать за собой постоянный расход  $(V_g - V_1)\omega_1$  и оставлять в верхнем течении постоянный расход  $(V_g - V_2)\omega_2$ , т.е. в силу неразрывности потока  $(V_g - V_1)\omega_1 = (V_g - V_2)\omega_2$ , откуда:

$$V_6 = \frac{V_1\omega_1 - V_2\omega_2}{\omega_1 - \omega_2} = \frac{Q_1 - Q_2}{\omega_1 - \omega_2}. \quad (3.1.38)$$

Общеизвестная зависимость (3.1.38) даст возможность судить о скорости распространения волны, когда перед и за ее фронтом поток движется равномерным режимом. Ясно, что когда  $V_1 = 0$  и  $\omega_1 = 0$ ,  $V_6 = V_2$ .

Допустим, что поперечное сечение русла имеет прямоугольную форму, тогда из (3.1.38) получим:

$$V_6 = \frac{V_1h_1 - V_2h_2}{h_1 - h_2} = \frac{V_1h_1 - V_2h_2}{\Delta h}, \quad (3.1.39)$$

где:  $\Delta h = h_1 - h_2$  – высота гребня волны.

Из (3.1.39) определим

$$V_1 = \frac{V_6h_1 - V_6h_2 + V_2h_2}{h_1}. \quad (3.1.40)$$

Зависимость (3.1.40) даст возможность судит о скорости потока в створе 1÷1 при возникновении волны перед створом 2÷2 на поверхности равномерно движущегося потока со средней по сечению скоростью  $V_2$  и глубиной  $h_2$ .

Рассмотрим случай  $V_1 > V_2$  и  $h_1 > h_2$ .

Так как скорость селевого потока между створами 1÷1 и 2÷2 увеличивается за счет волны, тогда количество движения за единицу времени равно произведению массы на изменение скорости, также за единицу времени, т.е.:

$$F = \rho_c (V_6 - V_2)h_1(V_1 - V_2), \quad (1.3.41)$$

где:  $\rho_c$  – плотность селя.

Учитывая, что сила равна разности гидростатических давлений в створах [9, 10], получим:

$$F = \gamma_c \frac{h_1^2}{2} - \gamma \frac{h_2^2}{2}, \quad (3.1.42)$$

где:  $\gamma_c$  – удельный вес связной селевой смеси.

Приравнивая зависимости (3.1.41) и (3.1.42), будем иметь:

$$(V_e - V_2)h_1(V_1 - V_2) = \frac{g}{2}(h_1^2 - h_2^2). \quad (3.1.43)$$

Принимая во внимание (3.1.40), после несложных преобразований взамен (3.1.43) можно написать:

$$V_e = \sqrt{\frac{g}{2}(h_1 + h_2)} + V_2 \quad (3.1.44)$$

или

$$V_e = C + V_2, \quad (3.1.45)$$

где:  $C$  – скорость распространения динамической волны в связной селевой смеси, которая включает в себе ту часть напряжения, которая необходима для преодоления так называемого уклона сопротивления движению,<sup>\*)</sup> т.е.:

$$C = \sqrt{\frac{g}{2}(h_1 + h_2)}. \quad (3.1.46)$$

С другой стороны [20] (3.1.32):

$$C = \sqrt{gh_1 \cos \theta_1}. \quad (3.1.47)$$

$\theta_1$  – предельное значение наклона плоскости дна водотока, при котором связная селевая смесь определенной глубины и заданной концентрации начинает перемещаться при этом же угле наклона дна водотока связный селевой поток, достигнув определенной глубины, меньшей, чем при движении, прекращает перемещение; по сути, это и есть один из случаев проявления реологической (неньютоновской) природы (наличие начального сопротивления сдвигу  $\tau_0 > 0$ ) этих видов потоков. Обычно для ньютоновских жидкостей при

---

<sup>\*)</sup> При значительных скоростях, свойственных селевым потокам во время их передвижения на больших уклонах, целесообразно принимать во внимание сопротивление воздуха, оказываемой фронтальной части потока [51].

$\theta_1 = 0$  и  $\cos \theta_1 = 1$ .

Приравнивая (3.1.46) и (3.1.47) можно получить необходимое минимальное значение  $h_1$  для появления на свободной поверхности поступательного потока в створе  $2 \div 2$  глубиной  $h_2$  "моноклиальной" волны с постоянной скоростью  $V_6$ .

Тогда:

$$h_1 = \frac{h_2}{2 \cos \theta_1 - 1}. \quad (3.1.48)$$

В противном случае выраженный фронт "моноклиальной" волны с постоянной скоростью  $V_6$  не будет формироваться и она примет несовершенную форму "затухающей" волны по аналогии волнового гидравлического прыжка [10], что нередко наблюдается в ньютоновских жидкостях.

Осуществив совместное решение (3.1.39) и (3.1.33), будем иметь:

$$(V_1 - V_2)^2 = \frac{g}{2} (h_1 + h_2) \frac{\Delta h^2}{h_1^2}. \quad (3.1.49)$$

Зависимость выражает соотношение между начальными и конечными скоростями с одной стороны и высотой "моноклиальной" волны с другой.

Подставляя (3.1.46) в (3.1.49) и учитывая (3.1.47), можно получить:

$$V_1 - V_2 = \sqrt{\frac{g \cos \theta_1}{h_1}} \cdot \Delta h. \quad (3.1.50)$$

При внезапной остановке потока в створе  $2 \div 2$ , т.е.  $V_1 = V$  и  $V_2 = 0$  из (3.1.49) следует:

$$V = \sqrt{\frac{g}{2} (h_1 + h_2) \frac{\Delta h}{h_1}} \quad (3.1.51)$$

или с учетом (3.1.46)

$$V = C \frac{\Delta h}{h_1}. \quad (3.1.52)$$

Тогда высота волны будет:

$$\Delta h = \frac{Vh_1}{C} = \frac{Vh_1}{\sqrt{gh_1 \cos \theta_1}}. \quad (3.1.53)$$

Наконец, следует отметить, что представляется также возможным с целью учета любой формы поперечного сечения водотока (не только при прямоугольной, но и любой неправильной), можно воспользоваться методикой, изложенной в [6, 12, 13, 22], где характеристики поперечного сечения русла заменяются выражением  $\frac{HB}{3} = I$ , где  $I$  – момент инерции кручения при толщине  $H$  и ширине  $B$ .

**Пример 3.1.**

В лотке с прямоугольным поперечным сечением в створе 2÷2 (рис. 3.1.5)  $V_2 = 3$  м/с,  $h_2 = 2$  м,  $\theta = 30^\circ$ .

Мощный связной селевой поток догоняет предыдущий поток.

Следует прогнозировать появление на свободной поверхности "моноклиальной" волны с постоянной скоростью  $V_6$  и скорость потока в створе 1÷1.

**Решение:**

Определим по зависимости (3.1.48) необходимое минимальное значение  $h_1$  для появления на свободной поверхности потока "моноклиальной" волны:

$$h_1 = \frac{2}{2 \cos 30^\circ - 1} = 2,73 \text{ м.}$$

Скорость "моноклиальной" волны по зависимости (3.1.44) будет:

$$V_e = \sqrt{\frac{9,81}{2}(2,72 + 2)} + 3 = 7,83 \text{ м/с.}$$

Высота волны:

$$\Delta h = h_1 - h_2 = 2,73 - 2 = 0,73 \text{ м.}$$

Скорость потока в створе 1÷1 определяем по зависимости (3.1.40):

$$V_1 = \frac{7,82 \cdot 2,73 - 7,82 \cdot 2 + 3 \cdot 2}{2,73} = 4,29 \text{ м/с.}$$

Разность в скоростях:

$$V_1 - V_2 = 4,29 - 3 = 1,29 \text{ м/с.}$$

Скорость распространения динамической волны по зависимости (3.1.46) или (3.1.47) будет:

$$C = \sqrt{\frac{9,81}{2}(2,73 + 2)} = 4,82 \text{ м/с.}$$

Таким образом, при глубине  $h_1 > 2,73$  м на свободной поверхности появится "моноклиальная" волна, а при  $h_1 < 2,73$  м, волна будет иметь "затухающую" форму, по аналогии волнистого гидравлического прыжка.

По разным причинам, при внезапной остановке потока в створе 2÷2, т.е.  $V_2 = 0$ , скорость поступающего мощного потока уже будет (3.1.52):

$$V = \frac{4,82 \cdot 0,73}{2,73} = 1,29 \text{ м/с.}$$

А высота волны не будет меняться, согласно зависимости (3.1.53):

$$\Delta h = \frac{1,29 \cdot 2,73}{4,82} = 0,73 \text{ м.}$$

### 3.2. РАСЧЕТ ДЛИННЫХ ВОЛН ОДНОГО НАПРАВЛЕНИЯ НАНОСОНЕСУЩЕГО ПОТОКА

При движении наносонесущих потоков в естественных условиях часто имеет место форма их перемещения в режиме длинных волн одного направления. Теоретическое решение этой задачи для водного потока дано в работе [23]. Однако частные вопросы как, например, возникновение волн при разрушении земляной плотины, когда водный поток насыщен в большом количестве твердыми включениями (что по характеристикам приближается к несвязным селевым потокам) не находят должного отражения в литературе. Расчеты осуществляются без учета наличия наносов в водном потоке.

Ниже приводится приближенное решение некоторых вопросов расчета длинных волн одного направления с учетом наличия наносов в потоке. Заранее оговорим, что в некоторых случаях эти решения будут носить чисто формальный характер (оторванный от практики), но при случае разрушения земляной плотины они будут представлять определенный практический интерес.

Рассмотрим гидравлический прыжок наносонесущего потока в прямоугольном русле, со скоростями и глубиной до и после прыжка:  $V_1$ ;  $V_2$ ;  $h_1$ ;  $h_2$ . Допустим, что средняя объемная концентрация наносонесущего потока составляет  $S$ . Рассмотрение явления гидравлического прыжка в данном случае обусловлено тем, что его в общем случае можно представить как остановившуюся волну перемещения. Согласно закону количества движения имеем соотношение:

$$2h_{кр}^3 = h_1^2 h_2 + h_2^2 h_1 \quad (3.2.1)$$

Критическая глубина определяется по зависимости [6]:

$$h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}}. \quad (3.2.2)^*$$

где:  $n = const$  показатель параболической кривой, аппроксимирующей местное поле распределения концентрации наносов по вертикали.

Учитывая, что  $q = V_1 h_1 = V_2 h_2$ , получим:

$$\frac{V_1^2 h_1}{g} + \frac{h_1^2}{2} = \frac{V_2^2 h_2}{g} + \frac{h_2^2}{2}, \quad (3.2.3)$$

что касается слагаемых  $\frac{\alpha V_1^2}{2g}$  и  $\frac{\alpha V_2^2}{2g}$ , то они выражаются по зависимостям [6].

Допустим, что величина скорости (перед и после прыжка) уменьшилась на величину  $u$ . Тогда новые скорости до и после прыжка соответственно будут:

$$V_1^H = -(V_1 - u); \quad V_2^H = -(V_2 - u)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= u - V_1^H \\ V_2 &= u - V_2^H \end{aligned} \right\} \quad (3.2.4)$$

С учетом (3.2.4) взамен (3.2.3) будем иметь:

$$\frac{(u - V_1^H)^2 h_1}{g} + \frac{h_1^2}{2} = \frac{(u - V_2^H)^2 h_2}{g} + \frac{h_2^2}{2} \quad (3.2.5)$$

Из (3.2.5) следует, что в результате изменения на одну и ту же величину скорости перед и за прыжком, прыжок уже не останется на месте и будет перемещаться со скоростью  $u$  вниз (при  $u > 0$ ) или вверх (при  $u < 0$ ) по течению поступательного потока.

---

\*) Значение  $k_2$  см. на стр. 37.

Уравнение (3.2.5) характеризует перемещение прерывной волны или что то же самое – перемещение гидравлического прыжка.

Рассмотрим частные случаи перемещения прерывной волны: \*)

а) когда прерывная волна перемещается в спокойной среде, то будем иметь:  $V_1^H = 0$ , т.е.  $V_1 = u$  и тогда из [6] следует:

$$u = \sqrt{\frac{gh_2(h_1 + h_2) \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}{2h_1}}. \quad (3.2.6)$$

Зависимость (3.2.6) характеризует скорость распространения волны в рассматриваемом случае.

б) когда прерывная волна отражается от стенки, то  $V_2^H = 0$ , т.е.  $V_2 = u$  и взамен (3.2.6) будем иметь:

$$u = \sqrt{\frac{gh_1(h_1 + h_2) \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}{2h_2}}. \quad (3.2.7)$$

Скорость же наноснесущей среды в зоне, расположенной до перемещающегося уступа, обусловленного отражением, будет направлена обратно по отношению к  $u$ , т.е. в сторону стенки, равняясь величине:

$$-V_1^H = V_1 - u = \sqrt{\frac{gh_2(h_1 + h_2) \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}{2h_1}} - \sqrt{\frac{(h_1 + h_2)h_1g \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}{2h_1}}. \quad (3.2.8)$$

---

\*) Изложение полностью соответствует [24], только здесь дополнительно учитывается наличие наносов в потоке.

Рассмотрим случай неустановившегося движения потока, возникающего при разрушении земляной плотины. Допустим, что в створе плотины, после разрушения установилась критическая глубина. В результате разрушения поток насыщается наносами в большом количестве. Критическая глубина в прямоугольном русле определяется по зависимости [6], при соблюдении условия:

$$h = h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}}. \quad (3.2.9)$$

Расход на один погонный метр ширины разрушенной части плотины должен соответствовать понижению уровня в результате появления волны. Волна понижения будет распространяться вверх по течению. Резкое понижение глубины в створе разрушения плотины от первоначальной глубины  $h_0$  до конечной  $h = h_{кр}$  будет связано с законом изменения скорости по формуле [24]:

$$V = \pm 2\sqrt{gh} \mp 2\sqrt{gh_0} + V_0 \quad (3.2.10)$$

При этом в зависимость (3.2.10) следует брать нижние знаки "-" и "+", поскольку распространение волны происходит в противоположное направление поступательного потока со скоростью  $V$ . Учитывая, что начальная скорость  $V_0 = 0$ , и умножая (3.2.10) на глубину потока, т.е. на  $h = h_{кр}$ , то будем иметь:

$$V \cdot h = q = h(-2\sqrt{gh} + 2\sqrt{gh_0}). \quad (3.2.11)$$

Определение из (3.2.9) расхода при  $\alpha = 1$  дает:

$$q = h \sqrt{gh \left(1 + \frac{S}{2nk_2}\right)}. \quad (3.2.12)$$

С учетом (3.2.12) зависимость (3.2.11) после несложных преобразований принимает вид:

$$h = \frac{4h_0}{\left(2 + \sqrt{1 + \frac{S}{2nk_2}}\right)^2}. \quad (3.2.13)$$

Зависимость (3.2.13) позволяет определить глубину наносонесущего потока при разрушении плотины. Как видно из полученной зависимости эта глубина составляет  $4\left(2 + \sqrt{1 + \frac{S}{2nk_2}}\right)^{-2}$  часть первоначальной глубины  $h_0$ .

В том случае, когда  $S = 0$  получим  $h = \frac{4}{9}h_0$  [24].

Глубина  $h$  сохраняется неизменной, пока волна сработки верхнего бьефа не дойдет до его конца и, отразившись, не вернется обратно к сечению плотины.

### 3.3. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАЛЫХ ОТКЛОНЕНИЙ НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА ОТ ГЛУБИНЫ РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ

Решение этой задачи возможно путем использования уравнений Сен-Венана длинных волн конечной амплитуды. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$I_0 - I - \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{2g} \frac{\partial}{\partial x} (V^2) + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.3.1)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (V\omega)}{\partial x} = 0 \quad (3.3.2)$$

В данном случае значение гидравлического уклона (как и формуле (1.3.7)), равно:

$$I = \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)} \quad (3.3.3)$$

В этих выражениях содержание символов те же, что и в вышеприведенных аналогичных зависимостях.

При интегрировании упомянутых уравнений Сен-Венана используются принятые в гидравлике традиционные допущения.

Путем использования метода "малых возмущений" [25] из этих уравнений выводится линейное дифференциальное уравнение возмущенного движения связного селевого потока в следующей форме:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + 2V_0 \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t} + \left( V_0^2 - \frac{g\omega_0}{B_0} \right) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{I_0 g}{V_0} \frac{\partial h}{\partial t} + \left( I_0 g - 2 \frac{I_0 g \omega_0}{B_0 H_0} \right) \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (3.3.4)^*$$

Здесь индексом "0" обозначаются величины, которые соответствуют невозмущенному движению потока, т.е. равномерному режиму движения, а  $h$  есть высота волны возмущения. С учетом того, что  $H = H_0 + h$ ;  $V = V_0 + u$ ;  $Q = Q_0 + q$ , а  $u$  и  $q$  соответственно скорость и расход волны возмущения, тогда общий интеграл одномерного дифференциального уравнения возмущенного движения связного селевого потока будет иметь следующий вид:

$$h = a_1 e^{\frac{I_0 g \left( 1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \right) x}{\frac{g\omega_0}{B_0} - V_0^2}} + a_2 \quad (3.3.5)$$

где  $a_1$  и  $a_2$  постоянные, определяемые из граничных условий.

При установившемся режиме, когда движение потока равномерное и имеем дело с незначительными отклонениями, тогда есть возможность установить форму свободной поверхности потока. В том случае, когда

$$\frac{I_0 g \left( 1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \right) x}{g \frac{\omega_0}{B_0} - V_0^2} > 0, \quad (3.3.6)$$

---

\*) Вывод приведенного уравнения см. в параграфе 3.6 настоящей работы, с. 116.

тогда в направлении движения потока, т.е. при положительном значении  $x$  глубины будут возрастать (имеет место кривая подпора), а при отрицательном значении  $x$  глубины будут уменьшаться (будет иметь место кривая спада), что указывает о приближении значения глубины к  $\alpha_2$ .

Когда  $x$  стремится к минус бесконечности ( $-\infty$ ) кривая свободной поверхности потока асимптотически приближается к горизонту поверхности равномерного движения. В этом случае  $\alpha_2$  равняется нулю. При инженерных расчетах кривая длины свободной поверхности определяется до того сечения, где глубина потока максимально приближается к глубине равномерного движения.

В том случае, когда  $x = x_1$  возможно оценить прирост глубины  $h'$ , т.е.  $\alpha_1 = h'$  и взамен (3.3.5) будем иметь:

$$h = h' e^{\frac{I_0 g \left(1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0}\right) (x - x_1)}{\frac{g \omega_0}{B_0} - V_0^2}} \quad (3.3.7)$$

Полученная зависимость дает возможность найти связь между глубинами различных сечений, которых удаляет друг от друга на расстояние  $(x - x_1)$ .

Форма свободной поверхности, будет она соответствовать кривой подпора, или кривой спада, зависит от знака перед  $h'$  (положительного или отрицательного).

### Пример 3.2.

Определить высоту волны возмущения  $h$  по отношению к глубине  $H_0$  равномерного движения связного селевого потока для русла с прямоугольной формой поперечного сечения, т.е. найти в сечении 2÷2 глубину  $h$ , удаленной от сечения 1÷1 на расстоянии  $x - x_1 = 30 - 10 = 20$  м, (рис. 3.3.1) при  $Q_0 = 60 \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $B_0 = 10 \text{ м}$ ,  $I_0 = 0.09$ ,  $\beta = 0.8$ ,  $h' = 0.1 \text{ м}$ ,  $\nu = 0.003 \text{ м}^2/\text{с} = 30 \text{ см}^2/\text{с}$ .

### Решение.

Глубина равномерного режима движения потока при  $I = I_0$  равна

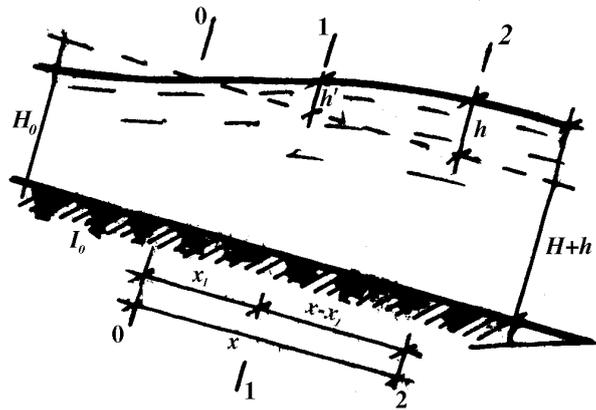


Рис. 3.3.1 Схема расчета волны возмущения (высоты отклонения) на свободной поверхности при равномерном движении связного селевого потока

$$H_0 = \sqrt[3]{\frac{Q_0 V}{B_0 I_0 f(\beta)}} = \sqrt[3]{\frac{60 \cdot 0.003}{10 \cdot 9.81 \cdot 0.09 \cdot 0.18}} = \sqrt[3]{1.13} = 1.042 \text{ м.}$$

Тогда скорость равномерного движения потока

$$V_0 = \frac{Q_0}{B_0 H_0} = \frac{60}{10 \cdot 1.042} = 5.76 \text{ м/с.}$$

После этого следует определить соотношение:

$$\frac{I_0 g \left(1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0}\right)}{g \frac{\omega_0}{B_0} - V_0^2} = \frac{0.09 \cdot 9.81 (1 - 2)}{9.81 \cdot 1.042 - 5.76^2} = 0.0386;$$

тогда из (3.3.7) следует, что

$$h = h' e^{\frac{I_0 g \left(1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0}\right) (x - x_1)}{g \frac{\omega_0}{B_0} - V_0^2}} = 0.1 \cdot 2.718^{0.986(30-10)} = 0.216 \text{ м.}$$

Следовательно, высота волны в сечении 2÷2 будет

$$H_0 + h = 1.042 + 0.216 = 1.26 \text{ м.}$$

### 3.4. УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВОГО ПОТОКА В РУСЛАХ С БОЛЬШИМИ УКЛОНАМИ

Проблема устойчивости течения жидкости исследуется в курсах по гидромеханики. Эту проблему в общих чертах можно сформировать следующим образом. Пусть  $V^0(x)$  – стационарное течение. Фактическое распределение скорости имеет вид:

$$V(x,t) = V^0(x) + V'(x,t) \quad (3.4.1)$$

где:  $V'(x,t)$  возмущение. Допустим, что эти возмущения незначительны; тогда можно линеаризовать уравнение движения и неразрывности для возмущенных параметров. Затем разыскиваются решения для возмущенного состояния в виде экспоненциальной зависимости от времени. Если мнимая часть комплексной величины равна нулю, то амплитуда возмущения не меняется во времени и течение называется устойчивым. Если возмущение растет со временем, то течение неустойчиво.

При распространении упомянутой методики на неньютоновских жидкостях встречаются определенные проблемы, так как следует ввести дополнительную, т.н. "реологическую гипотезу" приближенного характера. Этот факт является причиной некоторых парадоксальных результатов, полученных в работах, указанных в [26].

Устойчивость режима течения может оказаться во многом зависящей от "геометрии возмущения", на что обратил внимание К.Ю. Арсенишвили [27] и для затухания возмущения предложил т.н. "безволновые профили" быстотоков, увеличивая глубину потока за счет сужения сечения.

Ниже дается попытка решения упомянутой задачи как для наноснесущих потоков, так и для связных селей.

Настоящая задача относительно полно рассматривается для связанных селей, т.к. попытка исследовать этот вопрос делается впервые.

### **3.5. КРИТЕРИИ УСТОЙЧИВОСТИ РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ НАНОСОНЕСУЩЕГО ПОТОКА**

В зависимости от затухания или нарастания со временем возмущенного движения, что вызывает (нарастание) со своей стороны переход бурного поступательного потока в сверхбурный (волновой) режим называется устойчивым или неустойчивым.

Вопросам устойчивости равномерного течения потока в руслах с большими уклонами посвящено ряд теоретических и экспериментальных исследований, причем, в большинстве этих работ рассматриваются вопросы устойчивости течения потока чистой воды, т.е. потоков, не содержащих наносов. Прикладное значение этих работ весьма велико, так, например, на водосбросных сооружениях гидроузлов гидроэнергетического и ирригационного назначения, осуществляемых в виде быстроток с крутыми уклонами, практически всегда имеет место течение потока чистой воды, не содержащей наносов.

Правда, на быстроточках таких сооружений нередко имеют место явления аэрации потоков; причем некоторые общие черты аэрированного потока с потоком, несущим наносы тяжелее воды, казалось, могли бы служить основанием для того, чтобы результаты анализа устойчивости аэрированного потока непосредственно распространить на движение потока содержащего наносы тяжелее воды.

Однако этого делать нельзя, т.к. наряду с общими и сходными чертами между этими потоками, имеется целый ряд существенных отличительных особенностей, которые

накладывают своеобразный и специфический отпечаток на каждый из указанных выше видов течения.

В действительности, наличие наносов существенно влияет на условия устойчивости движения водного потока. Поэтому, анализ устойчивости движения бурного потока, несущего наносы тяжелее воды, представляет определенный интерес.

Вместе с тем устойчивость движения потока, несущего наносы тяжелее воды, имеет едва ли меньшее прикладное значение, чем устойчивость потока чистой воды, т.к. на быстротоках часто происходит движение потока, содержащего определенное количество наносов; причем, в некоторых случаях, количество наносов (особенно во взвешенном состоянии) достигает внушительных величин.

В качестве таких примеров достаточно указать на быстротоки, предназначенные для отвода дождевых вод или несвязных селевых потоков с большим содержанием взвешенной части наносов.

На практике встречаются случаи, когда сток с крутых склонов гор перехватывается нагорными каналами и отводится при помощи облицованных быстротоков над или под различными видами объектов (автомобильные трассы, железные дороги, населенные пункты и т.д.). В таких случаях крупные наносы в основном задерживаются гидротехническими сооружениями разного типа (наносоуловители) и по быстротоку течет водный поток, содержащий только мелкие фракции наносов.

Иногда случается, когда на этих быстротоках возникают волны, имеющие настолько большую амплитуду, что наносонесущий поток переливается через стенки канала, хотя равномерное течение, несущее то же общее количество воды и наносов уместилось бы в тех же бортах.

Таким образом, исследование вопроса возникновения

волн на быстотоках, работающих в условиях пропуска наносонесущего потока, имеет важное практическое значение.

Задача исследования состоит в том, что получить критериальное соотношение устойчивости (т.е. насколько устойчиво) первоначального равномерного движения и наносонесущего потока в руслах с большими уклонами. Если первоначальное равномерное движение неустойчиво, то поток переходит в сверхбурный режим движения, т.е. на поверхности потока появляются волны, амплитуда которых в некоторых случаях достигает внушительных величин.

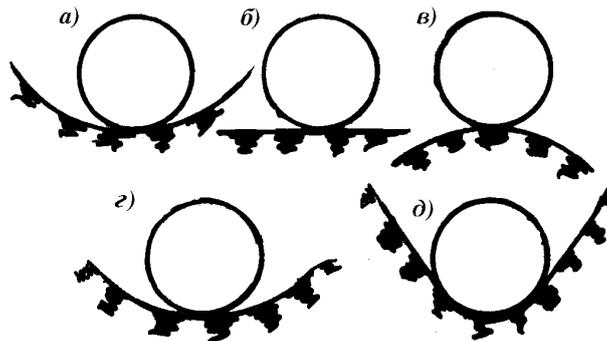
В последние годы становится известным все большее число сравнительно простых примеров (в физике, биологии, гидромеханике, гидравлике и др.) спонтанного возникновения в неупорядоченных системах временных структур, т.е. процессов самоорганизации. Нет ни одной отрасли знания, где в той или иной форме не использовалось бы представление о структуре. Формирование структур при необратимых процессах связано с определенными условиями. При формировании новой структуры наблюдается качественный скачок при достижении пороговых значений – критических параметров. Равновесная (устойчивая) ситуация хорошо известна и не будем здесь рассматривать. При изменении условий в сторону отклонения от равновесия возникают совершенно аналогичные структурные классы, причем переход осуществляется скачкообразно. В гидравлике хорошо известно, что до некоторой критической скорости поток будет ламинарным. Здесь важную роль играет безразмерное число Рейнольдса. Если скорость превышает (соответственно, и число Рейнольдса) критическое значение, картина течения (структура) резко изменяется, поток станет турбулентным, а при большем повышении значения скорости, опять таки выше сверхкритического, безнапорный поток полностью теряет устойчивость и поток движется

сверхкритическим или волновым режимом движения, структура которого резко отличается от вышеуказанных. Фундаментальные критерии устойчивости решения дифференциальных уравнений были сформированы в 1892 году русским математиком А.М. Ляпуновым. Об этих критериях, т.е. критериях волнового движения потока будет идти речь при дальнейших рассуждениях.

Во время движения потоки с разными внутренними структурами характеризуются разными диссипациями, т.е. переход механической энергии в тепло; т.е. изменяется функциональная зависимость производства энтропии от скорости. Согласно теореме И. Пригожина [28] производство энтропии в линейном стационарном состоянии минимально по отношению к "сменным состояниям". Минимальная энтропия означает низшую ступень организованности и, соответственно, наибольшую неупорядоченность, которые возможны при заданных условиях. Возникновение структур нового типа следует ожидать лишь при больших отклонениях от равновесия. При больших отклонениях от равновесного состояния физические системы ведут себя нелинейно. При этом возникает вопрос: какое состояние реализуется, если система при заданных условиях может иметь несколько стационарных (устойчивых) состояний? Ответ на это дает физический закон, согласно которому в системе обязательно должны существовать флуктуации. Устойчивая система до определенной степени не чувствует упомянутые флуктуации, и не способствует их усилению. Когда нарастает усиление амплитуды флуктуации, система спонтанно теряет устойчивость и исходное стационарное состояние мгновенно исчезает. Иллюстрацией может служить приведенная на рис. 3.5.1 схема, когда шарик теряет первоначальное устойчивое состояние. Рисунок демонстрирует принципиальное значение отклонений для неустойчивого состояния. Хотя начальный толчок, если случаен, дальнейшее

движение системы носит закономерный характер. По критерию А.М. Ляпунова в данном случае отклонение от стационарного состояния (т.е. от устойчивого состояния) уменьшается со временем. Неустойчивая система, начавшая спокойное движение в результате флуктуации, вновь придет в состояние покоя, когда достигнет близкого стационарного состояния.

Часто поставленную задачу устойчивости движения рассматривают в рамках малых отклонений, и этот метод получил название "отклонения в малом". На рис. 3.5.1. для наглядности понятия об устойчивости или неустойчивости приводятся формы равновесия механической системы (что вполне аналогично с движением потока на быстротоках при потере устойчивости первоначального равномерного движения), из которых первая (а) является устойчивой, вторая (б) – безразличной и третья (в) – неустойчивой. Равновесное положение системы считается устойчивым, если после случайного отклонения система стремится к своему первоначальному положению. Естественно, что оценка устойчивости может зависеть от величины случайного отклонения. На рис. 3.5.1.г приведена система "устойчивости в малом", на рис. 3.5.1.д – "устойчивости в большом".



**Рис. 3.5.1. Формы устойчивости или неустойчивости равновесия механической системы: а) устойчивая, б) безразличное равновесие, в) неустойчивая, г) устойчивая в малом, д) устойчивая в большом**

В теоретической механике рассматриваются проблемы устойчивости движения и даются строгие критерии устойчивости на основе теории Пуанкаре-Ляпунова.

В данном случае "устойчивость в малом" будет иметь место, если возмущения у контактной поверхности потока с руслом являются такого порядка, что эти возмущения гасятся глубиной поступательного потока и при этом первоначальное равномерное движение не нарушается, т.е. на поверхности не появляются волны; в противном случае имеет место появления волн на поверхности и устойчивость равномерного режима движения нарушается.

Таким образом, в основе исследования устойчивости первоначального бурного равномерного режима потока в общем случае лежит вопрос о затухании или нарастании возмущающего движения. В зависимости от того, является ли процесс затухающим или нарастающим (последнее связано с переходом бурного поступательного потока в сверхбурный волновой) режим называется устойчивым или неустойчивым.

Исследование упомянутого вопроса, т.е. исследование потери устойчивости равномерным бурным потокам и возникновения волн в быстротоках, работающих в условиях пропуска наноснесущего потока, в рамках одномерной трактовки было дано в работе [29], где в качестве исходного уравнения возмущенного движения принималось уравнение одномерного движения, впервые выведенное в той же работе на основании гидродинамического уравнения двухфазных потоков [30].

На основе системы [2], выведенных исходя из более полной системы уравнений гидродинамики [14], представляется возможным уточнить ранее полученное решение по установлению критерияльных соотношений устойчивости движения и волнообразования бурных наноснесущих потоков.

Используя тот же метод, что и в работе [29], т.е. метод

малых возмущений, получаем:

$$\frac{1}{Fr_0} > \frac{1}{T} [\mu^2 - 2\tilde{\alpha}_x \mu + \tilde{\alpha}_x] \quad (3.5.1)$$

где:

$$\mu = \frac{\tilde{\omega}_0 \chi_0}{2B_0 \tilde{H}_0} \quad (3.5.2)$$

$$Fr_0 = \frac{\tilde{V}_0^2 B_0}{g_x \omega_0} \quad (3.5.3)$$

$$T = \frac{W_x \tilde{\omega} + \sigma K_2 B v_T (\bar{S}_{cp} - \bar{S}_n)}{W_x \tilde{\omega} \tilde{\beta} (1 + \sigma S_{cp})} \quad (3.5.4)$$

где:  $S_{cp}$ ;  $S_n$  – соответственно средняя по сечению и поверх-

ностная объемные концентрации смеси;

$\chi$  – гидравлический показатель русла;

$B$  – ширина потока;

$$\tilde{\beta} = \frac{\bar{V}}{\tilde{V}}; \quad \sigma = \frac{\rho^* - \rho}{\rho}; \quad g_* = g \cos \psi; \quad W_* = W \cos \psi;$$

$i = \operatorname{tg} \psi$  – уклон дна водотока;

$\rho^*$ ,  $\rho$  – плотность наносов и воды;

$\bar{V}$ ,  $\tilde{V}$  – средняя по течению скорости воды и смеси;

$W$  – гидравлическая крупность наносов;

$\psi$  – угол наклона дна русла к горизонту;

$v_T$  – коэффициент турбулентного обмена несущей фазы, содержащей твердые частицы;

$\tilde{\omega}$  – площадь живого сечения смеси;

$\tilde{\alpha}_x$  – полный корректив количества движения, устанавливающий и неравномерность распределения осредненных скоростей, и пульсацию скоростей по сечению потока. \*)

---

\*) Определение  $\tilde{\alpha}_x$  смотрите в [2]

Анализ зависимости (3.5.1) показывает, что в зависимости от концентрации наносов, их гидравлической крупности наносов, плотности наносов и т.п. наносонесущий поток по степени устойчивости может быть больше или меньше эквивалентного водного потока, а также и одинаков с ним.

В зависимостях (3.5.2), (3.5.3) величины, помеченные индексом "0" относятся к соответствующим величинам до потери устойчивости, т.е. при равномерном режиме движения потока в данном русле.

### 3.6. КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА

На практике нередко бывает, что связной селевой поток передвигается в волновом режиме. Когда имеет место движение потока с длинными волнами, с малой (конечной) амплитудой, то для характеристики такого движения можно воспользоваться т.н. теорией длинных волн малой амплитуды [31], которая впервые для решения вопросов суточного регулирования на ГЭС была использована Н.Т. Мелещенко [25], а для общего случая открытых русел В.М. Маккавеевым [24].

Как известно, общие уравнения теории "длинных" волн конечной амплитуды, данные впервые Сен-Венаном, имеют вид:

$$i_1 - I - \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{2g} \frac{\partial}{\partial x} (V^2) + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.6.1)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (V\omega)}{\partial x} = 0 \quad (3.6.2)$$

где:  $i_1$  – уклон дна водотока.

Будем считать движение медленно изменяющимся по времени и кривизну мгновенного профиля весьма малой (откуда и название "длинные волны"), силы сопротивления

учитываются по зависимости (1.3.7).

Интегрирование (3.6.1) и (3.6.2) в аналитической форме связано со значительными математическими трудностями. Поэтому принято в инженерных расчетах вводить некоторые допущения, что значительно упрощает исходные уравнения.

Рассмотрим начальный установившийся режим в виде равномерного движения в русле со скоростью  $V_0$  и глубиной  $H_0$ . Тогда параметры неустановившегося режима будут:

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + h_1 \\ V &= V_0 + u \\ \omega &= \omega_0 + B_0 h_1 \\ Q &= Q_0 + q \end{aligned} \right\} \quad (3.6.3)$$

где  $B$  – ширина потока.

Индекс "0" обозначает первоначальные параметры (т.е. равномерного) движения невозмущенного потока.

$h$ ,  $u$ ,  $q$  – высота, скорость и расход волны возмущения, которые являются настолько малыми, что их произведениями и квадратами можно пренебрегать.

Тогда будем иметь:

$$\begin{aligned} V^2 &= V_0^2 + 2V_0u; \quad \frac{V}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{V_0 B_0}{\omega_0} \frac{\partial h_1}{\partial t}; \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = \omega_0 \frac{\partial u}{\partial x} + B_0 V_0 \frac{\partial h_1}{\partial x}; \\ \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}; \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} = B_0 \frac{\partial h_1}{\partial t}; \quad \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial h_1}{\partial x}; \quad V \frac{\partial V}{\partial x} = V_0 \frac{\partial u}{\partial x}; \\ \frac{1}{2g} \cdot \frac{\partial V^2}{\partial x} &= \frac{V_0}{\delta} \frac{\partial u}{\partial x}; \quad I = i_1 \left( 1 + \frac{u}{V_0} + 2 \frac{h_1}{H_0} \right). \end{aligned}$$

Подставляя полученные приближенные в зависимости (3.6.1) и (3.6.2) получим:

$$-i_1 \frac{u}{V_0} + 2 \frac{h_1}{H_0 i_1} - \frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{V_0}{g} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (3.6.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{V_0 B_0}{\omega_0} \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{B_0}{\omega_0} \frac{\partial h_1}{\partial t} \quad (3.6.5)$$

Дифференцируя (3.6.4) с учетом (3.6.5) дает:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h_1}{\partial t^2} + 2V_0 \frac{\partial^2 h_1}{\partial x \partial t} + \left( V_0^2 - \frac{g\omega_0}{B_0} \right) \frac{\partial^2 h_1}{\partial x^2} + \frac{i_1 g}{V_0} \frac{\partial h_1}{\partial t} + \\ + \left( i_1 g - 2 \frac{i_1 g \omega_0}{B_0 H_0} \right) \frac{\partial h_1}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (3.6.6)$$

Уравнение (3.6.6) является основным дифференциальным уравнением возмущенного состояния связанного селевого потока.

Ищем частное решение в виде простого гармонического колебания с частотой  $K_1$ , отвечающее распределению возмущения (волн) вдоль положительных значений  $x$ :

$$h_1 = f(x) \cos K_1 t \quad (3.6.7)$$

где  $f(x)$  – некоторая функция, зависящая от  $x$ .

Пользуясь формулой Эйлера, это уравнение можно представить в комплексной форме, удобной для дальнейших преобразований:

$$h_1 = f_1(x) e^{i K_1 t} \quad (3.6.8)$$

где  $f_1(x)$  – некоторая функция с вещественной и мнимой частью, зависящей только от  $x$ .

Дифференцируя (3.6.8) и подставляя в (3.6.6), принимая во внимание, что  $i = \sqrt{-1}$  и  $i^2 = -1$  и сокращая на  $e^{i K_1 t}$ , получим:

$$T_1^2 y^2 + (2V_0 i K_1 + T_2) y + (T_3 i K_1 - K_1^2) = 0 \quad (3.6.9)$$

где:

$$T_1 = \left( V_0^2 - \frac{g\omega_0}{B_0} \right) \quad (3.6.10)$$

$$T_2 = i_1 g \left( 1 - \frac{2\omega_0}{B_0 H_0} \right) \quad (3.6.11)$$

$$T_3 = \frac{i_1 g}{V_0} \quad (3.6.12)$$

Решение квадратичного уравнения (3.6.9) дает:

$$y = \frac{-(2V_0 i K_1 + T_2) \pm \sqrt{(2V_0 i K_1 + T_2)^2 - 4T_1^2 (T_3 i K_1 - K_1^2)}}{2T_1^2} \quad (3.6.13)$$

Для того чтобы разделить вещественные и мнимые части в (3.6.13), примем обозначения:

$$a + ib = \sqrt{(2V_0 i K_1 + T_2)^2 - 4T_1^2 (T_3 i K_1 - K_1^2)} \quad (3.6.14)$$

или

$$a^2 + 2aib - b^2 = T_2^2 + 4V_0 i K_1 T_2 - 4V_0^2 K_1^2 - 4T_1^2 T_3 i K_1 + 4T_1^2 K_1^2$$

т.е.

$$a^2 - b^2 = T_2^2 - 4V_0^2 K_1^2 + 4T_1^2 K_1^2 \quad (3.6.15)$$

$$2aib = 2i(2V_0 T_2 K_1 - 2T_1^2 T_3 K_1)$$

или

$$ab = 2V_0 T_2 K_1 - 2T_1^2 T_3 K_1 \quad (3.6.16)$$

откуда:

$$b = \frac{K_1}{a} (2V_0 T_2 - 2T_1^2 T_3) \quad (3.6.17)$$

Обозначим правую часть зависимости (3.6.15) через  $\Pi_0$ ,

т.е.:

$$\Pi_0 = T_2^2 - 4V_0^2 K_1^2 + 4T_1^2 K_1^2 \quad (3.6.18)$$

Подставляя (3.6.17) и (3.6.18) в (3.6.15) и умножая на  $a^2$ , получим:

$$a^4 - \Pi_0 a^2 - K_1^2 (2V_0 T_2 - 2T_1^2 T_3)^2 = 0.$$

Откуда:

$$a = \left[ \frac{\Pi_0}{2} \pm \sqrt{\frac{\Pi_0^2}{4} + K_1^2 (2V_0 T_2 - 2T_1^2 T_3)^2} \right]^{1/2} \quad (3.6.19)$$

Зная значения  $a$  и  $b$  по зависимостям (3.6.17) и (3.6.19) решение (3.6.14) с учетом (3.6.16) может быть записано в виде:

$$y_{1,2} = \frac{1}{2T_1^2} \{ -[2V_0 i K_1 + T_2] \pm (a + ib) \} \quad (3.6.20)$$

или

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= \bar{b}'_1 + i\bar{b}'_2 \\ y_2 &= \bar{b}'_2 + i\bar{b}'_1 \end{aligned} \right\} \quad (3.6.21)$$

где:

$$\bar{b}'_1 = \frac{a - T_2}{2T_1^2} \quad (3.6.22)$$

$$\bar{b}'_2 = \frac{b - 2V_0 K_1}{2T_1^2} \quad (3.6.23)$$

$$\bar{b}''_1 = \frac{a - T_2}{2T_1^2} \quad (3.6.24)$$

$$\bar{b}''_2 = \frac{b - 2V_0 K_1}{2T_1^2} \quad (3.6.25)$$

Таким образом, частное решение (3.6.6), отвечающее распространению волны возмущения вдоль движения (положительное) будет:

$$h_1 = \Pi [f_1(x) e^{iK_1 t}] = \Pi [M e^{yx + iK_1 t}] \quad (3.6.26)$$

где:  $\Pi$  – символ вещественной части;

$M$  – произвольная постоянная;

$y$  – одно из значений корней характеристического уравнения (3.6.9), определяемое соотношением (3.6.21).

Вводим обозначение:

$$M = A_0 e^{i\varphi_1} \quad (3.6.27)$$

где  $A_0$  – новая постоянная.

После отделения вещественной части выражения (3.6.26) примет вид:

$$h_1 = A_0 e^{\bar{b}_1 x} \cos(\bar{b}_2 x + K_1 t + \varphi_1) \quad (3.6.28)$$

Причем  $\bar{b}_1$  и  $\bar{b}_2$  в (3.6.26) в зависимости от того, какой из корней уравнения (3.6.9) принимается в выражении (3.6.26) в соответствии (3.6.21) определяется по зависимостям (3.6.22)÷(3.6.25).

Легко заметить, что в выражении (3.6.26) при  $y = y_1$ , т.е.  $\bar{b}_1 = \bar{b}_1'$  и  $\bar{b}_2 = \bar{b}_2'$  для обеспечения устойчивости первоначального (т.е. равномерного движения) следует, что  $\bar{b}_1 < 0$  (см. 3.6.22), для этого необходимо

$$T_2 > a. \quad (3.6.29)$$

Подставляя в (3.6.29) значение  $a$  по зависимости (3.6.19) получим

$$T_2^2 > \frac{\Pi_0}{2} \pm \sqrt{\frac{\Pi_0^2}{4} + K_1^2 (2V_0 T_2 - 2T_1^2 T_3)^2}.$$

Принимая во внимание (3.6.18), после несложных преобразований и сокращения на  $4K_1^2 T_1^2$ , получим:

$$-T_2^2 > -2V_0 T_2 T_3 - T_1^2 T_3^2.$$

Учитывая (3.6.10)÷(3.6.12), получим:

$$\frac{1}{Fr_0} > 4\mu_1^2 \quad (3.6.30)$$

где:

$$\mu_1 = \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \quad (3.6.31)$$

$$Fr_0 = \frac{V_0^2 B_0}{g \omega_0} \quad (3.6.32)$$

$F_r$  – число Фруда.

Зависимость (3.6.30) является критериальным соотношением для прогнозирования волнообразования на поверхности связанного селевого потока.

Если соблюдается условие (3.6.30), волны не образуются, т.е. поток движется первоначальным (равномерным) режимом, не теряя устойчивость. Сказанное указывает на то, что стационарное движение потока не перерастает в нестационарный.

Сопоставляя зависимость (3.5.1) и (3.6.30), можно заметить, что длинные волны малой амплитуды при движении наносонесущих потоков формируются (на свободной поверхности потока) при значительных скоростях, тогда как в связанных селевых потоках они формируются при относительно малых скоростях.

Зависимость (3.6.30) можно представить в виде:

$$\frac{g}{V_0^2} > \frac{4\omega_0}{B_0 H_0^2},$$

откуда:

$$V_0 < \frac{H_0}{2} \sqrt{\frac{gB_0}{\omega_0}}. \quad (3.6.33)$$

Для русел с прямоугольным поперечным сечением (3.6.33) принимает вид:

$$V_0 < 0.5\sqrt{gH_0}. \quad (3.6.34)$$

Сравнивая (3.5.2) и (3.6.31) можно написать:

$$\mu = \mu_1 \frac{\chi_0}{2}.$$

Тогда для русел с прямоугольными поперечными сечениями:

а) узкое русло  $\chi_0 \cong 2$ , т.е.  $\mu = \mu_1$ ;

б) широкое русло  $\chi_0 \cong 3$ , т.е.  $\mu = \frac{3}{2}\mu_1$ ;

Для русел с параболическим поперечным сечением  $\chi_0 \cong 4$ , т.е.  $\mu = 2\mu_1$ .

А для русел с треугольным поперечным сечением  $\chi_0 \cong 5$ , тогда  $\mu = \frac{5}{2}\mu_1$ .

### **3.7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАССЛОЕННОМ ДВИЖЕНИИ РАЗНОПЛОТНОСТНОГО (СВЯЗНАЯ СЕЛЬ, ВОДА) ПОТОКА**

В узких каньонах, при движении связного селя, нередко происходит параллельное передвижение водного потока, который из-за меньшей плотности оказывается на поверхности связного селя и не перемешиваясь между собой, вода на поверхности связного селевого потока, не разжижая его, передвигается в верхнем слое со скоростью, отличной от скорости связного селя. Для характеристики среды, состоящей из разных несжимаемых веществ, часто используют термин "двухкомпонентный".

В водо-селевом потоке появляются поверхности раздела, где свойства компонентов изменяются скачкообразно. В данной части работы рассматривается случай, когда компоненты среды передвигаются разными скоростями.

В плоскости раздела компонентов, когда давление воды недостаточно для разжижения связного селя, могут возникнуть волны, что со своей стороны, будут распространяться по всей среде; в результате на поверхности потока появляются волны разного характера. Упомянутые волны могут переносить либо непрерывные изменения некоторых значений динамических параметров, либо ступенчатое изменение отдельных разрывов. Последний тип волны часто именуют скачками или

динамическими волнами. Непрерывные волны представляют собой квазистационарное явление и наблюдаются всякий раз, когда расход и глубина потока связаны между собой. В таких случаях одно установившееся движение плавно переходит в другое без резких динамических эффектов.

В данном параграфе обращается внимание на динамические волны, которые появляются наглядно на поверхности двухкомпонентного потока. При пропуске таких потоков через искусственные сооружения (селеспуски и др.) они переливаются через борта сооружений, тогда как по существующим расчетам свободно вмещаются в рамках искусственных сооружений. Перелив, как известно, нельзя допустить, так как разрушается фундамент сооружения, и сооружение выходит из строя раньше времени, что не предусмотрено по нормам эксплуатации.

Возникновение динамических волн связано с существованием дополнительных сил, которые нередко имеют место вследствие градиента скорости в плоскости раздела компонентов или в результате взаимодействия разноплотностных потоков из-за неоднородности общей среды.

На рис. 3.7.1 дана схема расслоенного движения двухкомпонентного потока. Допустим, что первоначальное движение стационарное, равномерное.

Динамическое уравнение для однокомпонентного потока в одномерной трактовке задачи имеет вид:

$$\rho \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + f, \quad (3.7.1)$$

где:  $V$  – средняя по живому сечению скорость потока;

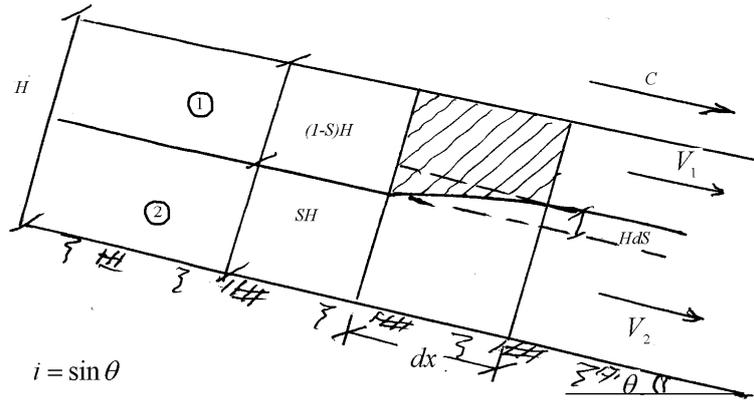
$P$  – давление;

$\rho$  – плотность среды;

$t$  – время;

$x$  – координата расстояния;

$f$  – суммарная величина всех сил, действующих на поток (массивные, вязкостные, поверхностного натяжения, турбулентного перемешивания и др.).



**Рис. 3.7.1. Распространение динамической волны при расслоенном течении связного селя и воды в русле с положительным уклоном дна**

Динамические уравнения для отдельных компонентов при расслоенном стационарном режиме движения по аналогии с (3.7.1) примут вид:

$$\rho_1 V_1 \frac{\partial V_1}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_1, \quad (3.7.2)$$

$$\rho_2 V_2 \frac{\partial V_2}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_2, \quad (3.7.3)$$

где индекс "1" соответствует параметрам воды, а индекс "2" – параметрам связного селевого потока. Чтобы динамическая волна стала неподвижной, сообщим условно всей системе двухкомпонентного потока равномерную скорость  $U$ .

В новой системе отсчета скорости отдельных компонентов будут:

$$V_1^1 = V_1 - U, \quad (3.7.4)$$

$$V_2^1 = V_2 - U. \quad (3.7.5)$$

Тогда взамен (3.7.2) и (3.7.3) будем иметь:

$$\rho_1 V_1^1 \frac{\partial V_1^1}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_1, \quad (3.7.6)$$

$$\rho_2 V_2^1 \frac{\partial V_2^1}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_2. \quad (3.7.7)$$

Уравнения неразрывности для отдельных компонентов примут вид:

$$\frac{d}{dx} [V_1^1 (1-S)] = 0, \quad (3.7.8)$$

$$\frac{d}{dx} [V_1^1 S] = 0, \quad (3.7.9)$$

где:  $S$  – объемная доля селевого компонента;

$(1-S)$  – объемная для воды..

Вычитывая (3.7.7) из (3.7.6), получим:

$$\rho_1 V_1^1 \frac{\partial V_1^1}{\partial x} - \rho_2 V_2^1 \frac{\partial V_2^1}{\partial x} = f_1 - f_2. \quad (3.7.10)$$

Динамические волны, вызванные расслоением течения, образуются в том случае, если правая часть зависимости (3.7.10) линейно будет связана с градиентом  $S$  вдоль движения, т.е.:

$$f_1 - f_2 = f_{\Delta S} \frac{dS}{dx}. \quad (3.7.11)$$

Подставляя (3.7.11) в (3.7.10) и исключая  $\frac{dV_1^1}{dx}$  и  $\frac{dV_2^1}{dx}$  с помощью (3.7.8) и (3.7.9), получим:

$$\frac{\rho_1 V_1^1}{1-S} \frac{d[V_1^1 (1-S)]}{dS} + \frac{\rho_2 V_2^1}{S} \frac{d[V_2^1 S]}{dS} + f_{\Delta S} \frac{dS}{dx} = 0. \quad (3.7.12)$$

В силу принятого в начале допущения:  $V_1 = const$  и  $V_2 = const$ , так как в новой системе отсчета волна стоит на месте, получим:

$$\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} \frac{d(1-S)}{dx} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} \frac{dS}{dx} + f_{\Delta S} \frac{dS}{dx} = 0. \quad (3.7.13)$$

После сокращения на  $\frac{dS}{dx}$  будем иметь:

$$\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} = 0. \quad (3.7.14)$$

Учитывая (3.7.4) и (3.7.5), зависимость (3.7.14) принимает вид:

$$\frac{\rho_1 (V_1 - U)^2}{1-S} + \frac{\rho_2 (V_2 - U)^2}{S} + f_{\Delta S} = 0 \quad (3.7.15)$$

или

$$\frac{\rho_1}{1-S} (V_1^2 - 2V_1U + U^2) + \frac{\rho_2}{S} (V_2^2 - 2V_2U + U^2) + f_{\Delta S} = 0. \quad (3.7.16)$$

Откуда:

$$U^2 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) - 2U \left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right) + \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} = 0 \quad (3.7.17)$$

Зависимость (3.7.17) дает:

$$U = \frac{2 \left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right)}{2 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right)} \pm \frac{\sqrt{4 \left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right)^2 - 4 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) \left( \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} \right)}}{2 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right)},$$

или

$$U = \frac{\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}} \pm \sqrt{\frac{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right) \left(\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{1-S} + f_{\Delta S}\right)}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}} \quad (3.7.18)$$

Средневзвешенная скорость  $V_{cp}$  двухкомпонентного потока, как известно, выражается с помощью зависимости:

$$V_{cp} = \frac{\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}. \quad (3.7.19)$$

Тогда с учетом (3.7.19) зависимость (3.7.18) принимает вид:

$$U = V_{cp} \pm \sqrt{\frac{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right) \left(\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{1-S} + f_{\Delta S}\right)}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}} \quad (3.7.20)$$

В данном случае второй член правой части зависимости (3.7.20) выражает скорость динамической волны  $C$  двухкомпонентного потока для расслоенного течения, т.е.

$$C = \sqrt{\frac{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right) \left(\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{1-S} + f_{\Delta S}\right)}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}} \quad (3.7.21)$$

С учетом (3.7.21) зависимость (3.7.20) принимает общеизвестную форму для характеристики волнового движения:

$$U = V_{cp} \pm C. \quad (3.7.22)$$

Суммарную силу, действующую на поток, можно

выразить по зависимости:

$$f_{\Delta S} = (\rho_1 - \rho_2)g[H(1-S) + HS]i = (\rho_1 - \rho_2)gHi, \quad (3.7.23)$$

где  $i = \sin \theta$  – уклон дна русла.

Тогда зависимость (3.7.19) принимает вид:

$$C = \frac{\sqrt{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right)\left(\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{1-S} + (\rho_1 - \rho_2)gHi\right)}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}} \quad (3.7.24)$$

Зависимость (3.7.24) дает возможность прогнозировать скорость распространения динамической волны на поверхности при расслоенном движении двухкомпонентного потока в русле с прямоугольным поперечным сечением.

### Пример 3.3.

Общая глубина двухкомпонентного потока в русле с прямоугольным сечением  $H = 2$  м; плотность воды  $\rho_1 = 1$  т/м<sup>3</sup>; плотность селя  $\rho_2 = 2,3$  т/м<sup>3</sup>; объемная доля селевого компонента  $S = 0,7$ ; средняя по живому сечению скорость селя  $V_2 = 2,2$  м/с; скорость воды  $V_1 = 2,0$  м/с; уклон дна водотока  $i = 0,05$ . Требуется определить средневзвешенную скорость двухкомпонентного потока и определить скорость распространения динамической волны.

#### Решение

Глубина селя:  $H_2 = H \cdot S = 2,0 \cdot 0,7 = 1,4$  м.

Глубина воды:  $H_1 = (1 - S) \cdot H = (1 - 0,7) \cdot 2,0 = 0,6$  м.

Средневзвешенная скорость двухкомпонентного потока:

$$V_{cp} = \frac{\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}} = \frac{\frac{1,0 \cdot 2,0}{1-0,7} + \frac{2,3 \cdot 2,2}{0,7}}{\frac{1,0}{1-0,7} + \frac{2,3}{0,7}} = 2,10 \text{ м/с.}$$

Скорость распространения волны:

$$C = \frac{\sqrt{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right) \left[\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{1-S} + (\rho_1 - \rho_2) g H i\right]}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}$$

$$= \frac{\sqrt{\left(\frac{1,0 \cdot 2}{1-0,7} + \frac{2,3 \cdot 2,2}{0,7}\right)^2 - \left(\frac{1,0}{1-0,7} + \frac{2,3}{0,7}\right) \left[\frac{1,0 \cdot 2}{1-0,7} + \frac{2,3 \cdot 2,2}{0,7} + (1-2,3) 9,81 \cdot 2 \cdot 0,05\right]}}{\frac{1,0}{1-0,7} + \frac{2,3}{0,7}}$$

$$= 0,63 \text{ м/с}$$

Из (3.7.2) следует

$$U = V_{cp} \pm C = 2,10 + 0,63 = 2,75 \text{ м/с.}$$

Знак "+" перед "C" обуславливается тем, что сель передвигается большей скоростью, чем вода ( $2,2 > 2$ ) и динамическая волна распространяется в сторону направления движения поступательного потока.

## ГЛАВА 4. МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ И ОСТАНОВКИ СВЯЗНОГО СЕЛЯ НА КОНУСЕ ВЫНОСА

### 4.1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ВОЛНООБРАЗНОГО ФОРМИРОВАНИЯ СВЯЗНОГО СЕЛЯ В ЭРОЗИОННОМ ВРЕЗЕ

В верхней области части бассейна водотока селевого характера расположены селеобразующие очаги [9]. В очагах в результате процессов выветривания и размывающей способности воды (ливневой сток, таяние снега и др.) происходит непрерывное разрушение горных пород, слагающих крутые склоны. Нередко непосредственно в этих очагах происходит формирование "микроселевых" потоков (небольшими порциями), которые накапливаются в углубленной части эрозионного вреза у истоков водотока.

Передвижение "микроселевых" потоков в сторону углубленной части эрозионного вреза происходит, накладываясь друг на друга волновым режимом.

Семейством микроволн накопленный объем селевой массы, достигнув критического состояния, мгновенно начинает передвигаться по руслу транзитной зоны водотока.

Модель волнообразного формирования связного селя в верховьях селевого бассейна ориентировочно можно представить изложенным ниже методом.

Рассмотрим движение микроселя из одного характерного селевого очага. Приняв коэффициент трения "стекающей" порции селя из селевого очага постоянным и обозначив глубину "порции" элементарного селя через " $h_c$ ", то тогда для данной конкретной волны общеизвестное уравнение неразрывности (с переменным расходом вдоль пути) будет иметь вид:

$$q'_n = \frac{dh_c}{dt}, \quad (4.1.1)$$

где:  $q'_n$  – интенсивность изменения расхода на единицу длины и ширины;  
 $t$  – время.

Допустим,  $q'_n = const$ . Тогда интегрирование (4.1.1) дает:

$$h_c - h_0 = q'_n(t - t_0). \quad (4.1.2)$$

Индекс "0" относится к начальным условиям задачи.

Скорость волны по зависимости (3.1.10) будет  $V_e = 3V$ , где  $V$  – средняя скорость при наличии равномерного движения порции селя, тогда с учетом (3.1.9) имеем:

$$V_e = \frac{3gih_c^2}{v_c} f(\beta), \quad (4.1.3)$$

$i$  – осредненный уклон крутых склонов очагов, где непосредственно формируются элементарные "порции" селевых масс.

Принимая во внимание допущение, что движение селя, возможно при  $\beta \geq 0,9$  то тогда  $f(\beta) \cong 0,018$ .

Для конкретной волны, учитывая (4.1.3), когда ось "0x" совпадает с направлением движения волны:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{3gih_c^2 f(\beta)}{v_c}. \quad (4.1.4)$$

Объединяя (4.1.1) и (4.1.4), получим:

$$\frac{dh_c}{dx} = \frac{dh_c/dt}{dx/dt} = \frac{q'_n v_c}{3gih_c^2 f(\beta)}. \quad (4.1.5)$$

После интегрирования (4.1.5) имеем:

$$\frac{(h_c^3 - h_0^3) g i f(\beta)}{v_c} = q'_n (x - x_0). \quad (4.1.6)$$

Индекс "0" в приведенных выше зависимостях и в последующих формулах означает начальные условия параметров.

Уравнение (4.1.6) характеризует профиль траектории поверхности волны в плоскости  $h_c x$ .

Определяя  $h_c$  из зависимости (4.1.2) и подставляя в (4.1.6), можно получить форму распространения волны в плоскости  $xt$  в функции начальных параметров:

$$[q'_0(t-t_0) + h_0]^3 = h_0^3 + \frac{q'_n(x-x_0)v_c}{gjf(\beta)}. \quad (4.1.7)$$

Исключая  $h_0$  из (4.1.2) и (4.1.6), можно определить  $h_c$ , зависящий от  $x$  в нужный момент времени, т.е. профиль поверхности волны. Из (4.1.2) следует:

$$h_0 = h_c - q'_n(t-t_0). \quad (4.1.8)$$

Принимая во внимание (4.1.8) взамен (4.1.6), получим:

$$h_c^3 = [h_c - q'_n(t-t_0)]^3 + \frac{q'_n(x-x_0)v_c}{gjf(\beta)}. \quad (4.1.9)$$

Когда движение микроселя начинается при  $t_0 = 0$  из начальной позиции  $x_0 = 0$ , дело имеем с первым семейством волн при разных значениях  $h_c$ .

Тогда из зависимости (4.1.6) следует:

$$h_c^3 = h_0^3 + \frac{q'_n v_c x}{gjf(\beta)}. \quad (4.1.10)$$

Линия распространения волны в плоскости  $xt$ , как видно из зависимости (4.1.7) будет:

$$[q'_n t + h_0]^3 = h_0^3 + \frac{q'_n v_c x}{gjf(\beta)}. \quad (4.1.11)$$

Что касается профиля поверхности, согласно зависимости (4.1.9), т.к.  $t_0 = 0$  и  $x_0 = 0$  получим:

$$h_c^3 = (h_c - q'_n t)^3 + \frac{q'_n v_c x}{gjf(\beta)}. \quad (4.1.12)$$

Для второго семейства волн последующие моменты

времени отсчитываются из условий  $x_0 = 0$  и  $h_0 = 0$ . Тогда линия распространения волны и профиль поверхности второго семейства волн описываются одним уравнением, т.е. из (4.1.6), получим:

$$h_c^3 = \frac{q'_n v_c x}{g \text{if}(\beta)}. \quad (4.1.13)$$

Зависимость (4.1.13) характеризует профиль волны в установившемся состоянии.

Линия распространения микроволн в плоскости (т.е. в координатах)  $xt$  по зависимости (4.1.7), будет:

$$t = t_0 + \sqrt{\frac{v_c x}{(q'_n)^2 g \text{if}(\beta)}}. \quad (4.1.14)$$

Приведенные в настоящем параграфе зависимости дают возможность в первом приближении ориентировочно судить о процессе формирования связной селевой массы из селевых очагов до полного формирования селевого потока в эрозионном врезе главного русла (водотока).

Для решения поставленной задачи требуется иметь полную топографическую и морфологическую картину расположения эрозионных врезов, наличие в них отдельных объемов "порций" селевых масс и др.

Рассмотренный подход дает возможность судить также о формировании "моноклиальной" волны селевого потока, о чем шла речь в главе 3 (3.1.5) настоящей работы.

Для представления процесса формирования связной селевой массы в главном русле водотока при равномерном наложении друг на друга элементарных "порций" селевой смеси, ниже излагается последовательность расчета на конкретном примере из одного очага шириной 1 м.

#### **Пример 4.1.**

На рис. 4.1.1 дана схема расположения селевых очагов вокруг одного эрозионного вреза селевого водотока.

Допустим, селевой очаг №1 характеризуется следующими параметрами:  $h_0 = 0,5$  м;  $v_c = 0,003$  м<sup>2</sup>/с; средний уклон склона селевого очага  $i = 0,7$ .

Следует определить профиль свободной поверхности и линии распространения волн при разных значениях  $x_0 = 0$ ;  $x_1 = 20$  м;  $x_2 = 50$  м;  $x_3 = 100$  м;  $x_4 = 200$ .

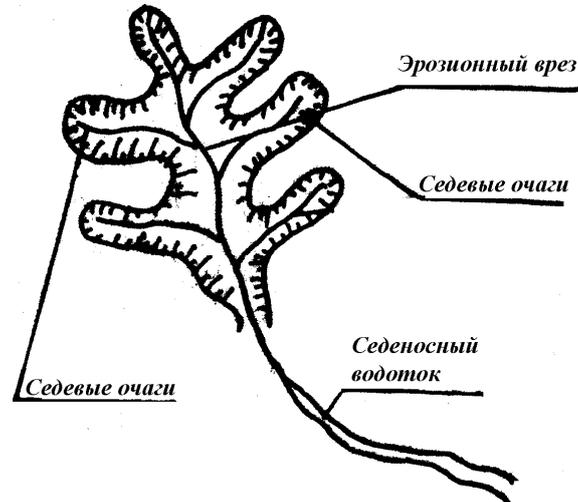


Рис. 4.1.1. Схема расположения селевых очагов эрозионного вреза

**Решение.**

Для характеристики первого семейства волн при  $t_0 = 0$  и  $x_0 = 0$  воспользуемся зависимостью (4.1.10); линия распространения и профиль поверхности для второго семейства при  $x_0 = 0$  и  $h_0 = 0$  рассчитывается по зависимости (4.1.13).

Линия распространения микроволн в координатах  $x$  и  $t$  (т.е. в плоскости  $xt$ ) для случая  $h_0 = 0$ ;  $x_0 = 0$  и  $t_0 = 0$  определяется по зависимости (4.1.14).

Расчет охватывает лишь параметры микроселя ("порции")

из одного очага и то для определенных категорий волн.

Для полного представления процесса до формирования мощного селя в эрозионном врезе, следует аналогичные расчеты осуществить для всех очагов, которые снабжают эрозионный врез селевой массой.

После накопления определенного критического объема селевой массы в эрозионном врезе можно ориентировочно судить о начале движения уже сформированного селевого потока по транзитной зоне водотока, имея данные для оценки начала движения селевой смеси (см. раздел 1.2).

Таблица 4.1.1

№	Длина $x$ , м	Глубина $h_c$ (м) при $x_0 = 0$ , $t_0 = 0$ , $h_0 = 0,5$ м по зависимости (4.1.10)	Глубина $h_c$ (м) при $x_0 = 0$ , $h_0 = 0$ по зависимости (4.1.13)	Время $t$ (сек) при $x_0 = 0$ , $h_0 = 0$ по зависимости (4.1.13)
1	2	3	4	5
1	20	0,54	0,0292	0,51
2	50	0,59	0,0730	0,70
3	100	0,65	0,1460	0,83
4	200	0,75	0,2920	1,10

#### 4.2. РАСШИРЕНИЕ И ОСТАНОВКА СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА НА КОНУСЕ ВЫНОСА

При выходе связного селевого потока из транзитной зоны водотока на конус выноса, освободившись от направляющих береговых откосов русла, несмотря на жесткую внутреннюю структуру потока, на переходном участке происходит интенсивное перераспределение скоростей, чему способствует также отток части расхода на сглаживание шероховатой поверхности поймы русла, вызывая дополнительное

сопротивление движению [9, 32]. Следует иметь в виду, что уравнение динамики переменной массы отличается от такого же, при ее постоянном значении, главным образом учетом потерь энергии на отток или приток массы [33]. В потоке эти потери достигают значений во много раз превышающих обычные потери на т.н. "внутреннее трение" и режим движения в потоке приближается к квазитурбулентному.

Сила трения сопротивления в данном случае пропорциональна площади пограничной поверхности, т.е. контактной поверхности потока с руслом, квадрату средней скорости и количеству отделяющейся от поступательного потока массы за определенный промежуток времени; эта масса затрачивается на сглаживание поверхности конуса выноса.

Для решения поставленной задачи в потоке на расстояние  $x$  от начального участка (т.е. с конца транзитной зоны) выделяется достаточно малый элемент с массой  $\frac{\gamma}{g} \omega dx$  (рис. 4.2.1) [47].

Приложим к этому элементу уравнение динамического равновесия. Тогда будем иметь:

$$\frac{\gamma \omega dx}{g} \frac{dV}{dt} + \lambda \chi \frac{V^2}{2g} dx = 0, \quad (4.2.1)$$

где:  $\gamma$  – удельный вес селевой смеси;

$g$  – ускорение силы тяжести;

$\omega$  – площадь живого сечения потока;

$\lambda$  – коэффициент шероховатости поверхности русла конуса выноса;

$V$  – средняя по сечению скорость потока в створе на расстоянии  $x$  от конца транзитной зоны;

$\chi = b_0 + 2xtg\theta$  – смоченный периметр потока на конусе выноса;

$b_0$  – ширина прямоугольного сечения русла в конце транзитной зоны;

$\theta$  – угол свободного растекания связного селевого потока на конусе выноса, по данным опытов  $\theta = 11^\circ \div 13^\circ$  [9].

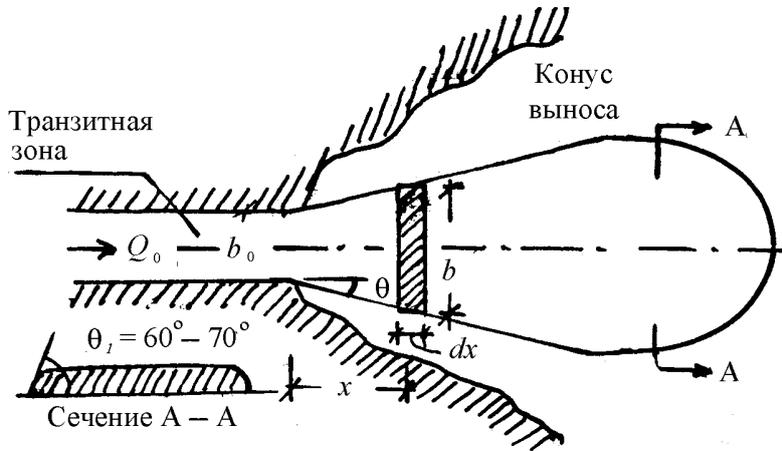


Рис. 4.2.1

Многочисленные наблюдения за выходом связных селевых потоков на конусе выноса показали [9], что если поток с боковых сторон не находится в стесненных условиях, то его поперечное сечение имеет форму близкую к трапеции с углом наклона боковых граней, равного естественному откосу селевой смеси  $\theta \cong 60^\circ \div 70^\circ$ , что сохраняется при остановке – поток как бы застывает.

Уравнение динамического равновесия с учетом значения смоченного периметра после нескольких преобразований получает вид:

$$\omega \frac{dV}{V} + \lambda \frac{b_0 dx}{2} + x \operatorname{tg} \theta dx = 0 \quad (4.2.2)$$

В данной и ниже приведенных зависимостях помеченные индексом "0" величины относятся к выходному сечению

транзитной зоны.

Здесь переменную  $\omega$  следует заменить через  $V$ , для чего можно использовать уравнение постоянства секундного количества движения в измененном виде:

$$V_0^2 \omega_0 = K_{cp} V^2 \omega, \quad (4.2.3)$$

т.к. на конусе выноса масса вдоль пути меняется.  $K_{cp}$  – поправочный коэффициент, зависящий от устойчивости трущихся поверхностей. В том случае, когда поверхность конуса состоит из легкодеформируемого (мягкого) материала, поток разрушает ее и при движении захватывает верхний слой русловых отложений [47], увеличивая тем самым секундную массу поступательного потока; в таком случае  $K_{cp} < 1$ . Когда поверхность русла конуса выноса состоит из трудно деформируемого материала, поток сглаживает поверхность конуса выноса, уменьшая при этом секундную массу поступательного связного селевого потока; в таком случае  $K_{cp} > 1$ . На практике преимущественно встречается случай, когда  $K_{cp} > 1$ , на что в данной работе и обращается особое внимание. Для оценки величины  $K_{cp}$  требуется проведение специальных полевых или лабораторных исследований. По предварительным данным, при сглаживании поверхности конуса выноса  $K_{cp}$  может меняться в пределах от 2 до 10. В случае  $K_{cp} = 1$ , задача легко решается, т.к. имеем дело с движением потока с постоянным расходом вдоль пути. Тогда полученные ниже зависимости упрощаются, и достоверность результатов расчета повышается.

Учет изменения количества движения можно также приблизительно оценить соотношением:

$$K_{cp} = \frac{i_{mp.з.}}{i_{к.в.}}, \quad (4.2.4)$$

где:  $i_{\text{тр.з.}}$  – средний уклон дна русла транзитной зоны;

$i_{\text{к.в.}}$  – средний уклон конуса выноса.

Обычно, чем больше это соотношение, тем интенсивнее будет процесс сглаживания поверхности конуса выноса.

Для решения поставленной задачи в качестве первого приближения можно воспользоваться соотношением:

$$\omega = \frac{\omega_0 V_0^2}{K_{cp} V^2}. \quad (4.2.5)$$

Принимая  $K_{cp}$  приближенно постоянным, подставляя это значение " $\omega$ " в (4.2.2), после интегрирования, с учетом граничных условий  $x = 0$ ,  $V = V_0$ , получим:

$$V = V_0 \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_{cp} b_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta + \omega_0}}. \quad (4.2.6)$$

Зависимость (4.2.6) дает возможность определять среднюю по сечению скорость связанного селевого потока в сечении, находящегося на расстоянии " $x$ " от начального створа конуса выноса (т.е. с конца транзитной зоны).

Подстановка (4.2.6) в зависимости  $Q = V\omega = V_0^2 \omega / K_{cp} V$  дает:

$$Q = \frac{Q_0}{K_{cp} \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_{cp} b_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta + \omega_0}}}. \quad (4.2.7)$$

Из выражения (4.2.7) видно, что часть расхода селея израсходуется на сглаживание поверхности конуса выноса до створа  $x$  и он равен:

$$Q_{\text{сглаж.}} = Q_0 - Q = Q_0 \left[ 1 - \frac{1}{K_{cp} \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_{cp} b_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta + \omega_0}}} \right] \quad (4.2.8)$$

При переходе на следующий створ, исходными параметрами следует брать гидравлические характеристики потока предыдущего створа.

Правомерность предлагаемых расчетных зависимостей по оценке средней по сечению скорости может быть подтверждена путем их сопоставления с данными натуре [34, 35, 36, 37, 38]. В этом отношении наиболее удобно пользоваться зависимостью (4.2.6), которая дает возможность установить среднюю по сечению скорость потока на определенном удалении от начала конуса выноса.

Эти данные были заимствованы из упомянутых выше источников, на основе которых была составлена таблица 4.2.1. результаты расчетов могут быть эффективно использованы при проектировании противоселевых сооружений в пределах конуса выноса для обеспечения их устойчивого и надежного функционирования.

#### **Пример 4.2.**

Дано  $V_0 = 5$  м/с;  $\lambda = 0.04$ ;  $b_0 = 20$  м;  $\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} 12^\circ = 0.21$ ;  
 $\operatorname{tg} \theta_1 = \operatorname{tg} 60^\circ = 1.73$ ;  $H_0 = 4$  м;  $\omega_0 = 20 \cdot 4 = 80$  м<sup>2</sup>;  
 $Q_0 = 80 \cdot 5 = 400$  м<sup>3</sup>/с;  $i_{\text{тр.з.}} = 0.16$ ;  $i_{\text{к.в.}} = 0.02$ ; тогда  $K_{\text{ср}} = 8.0$ .  
Ориентировочный объем селевых отложений в эрозионных врезках  $W_{\text{эрэв.}} = 18000$  м<sup>3</sup>.

При симметрично-осевого расширении связного селевого потока требуется определить в разных створах конуса выноса: среднюю по сечению скорость  $V$ , расход  $Q$ , глубину потока  $H$ , общую площадь занесения селевыми выносами части конуса (с учетом или без учета угла естественного откоса связного селя). Допускаем, что поверхность конуса выноса имеет форму наклонной плоскости, и весь объем селевых отложений из эрозионных врезок выходит на конус выноса и поток прекращает движение.

Таблица 4.2.1

Сопоставление расчетных данных по формуле (4.2.6) с данными полевых наблюдений при  $\lambda = 0.014$

№	Наименование параметра	Обозначения и размерности величин	Литературный источник				
			[34]	[35]	[36]	[37]	[38]
1	2	3	4	5	6	7	8
1	Скорость потока в начале конуса	$V_0$ (м/с)	3,4	7,0	2,5	0,8	8,6
2	Площадь живого сечения	$\omega_0$ (м <sup>2</sup> )	18,0	15,0	18,4	75,0	77,0
3	Уклон русла в транзитной зоне	$i_{тр.з.}$	0,25	0,273	0,374	0,1	0,36
4	Уклон русла на конусе выноса	$i_{к.в.}$	0,03	0,083	0,066	0,024	0,066
5	Поправочный коэффициент	$K_{cp} = \frac{i_{тр.з.}}{i_{к.в.}}$	8,33	3,3	5,6	4,16	4,14
6	Длина выброса потока (т.е. место остановки селя)	$x$ (м)	700	3200	1000	1250	1500
7	Скорость потока по формуле (4.2.6)	$V_x$ (м/с)	0,19	0,09	0,10	0,076	0,28

**Решение.**

**Шаг первый:** определяем искомые параметры на расстоянии  $x_1 = 100$  м от конца выходного створа транзитной зоны, т.е. в створе 1–1, пользуясь зависимостями (4.2.6)–(4.2.8).

Скорость потока в створе:

$$V_1 = 5 \sqrt{\frac{80}{0.04 \cdot 8.0 \cdot 20 \cdot 100 + 0.04 \cdot 10000 \cdot 0.2 + 80}} = 1.58 \text{ м/с.}$$

Расход потока в створе:

$$Q_1 = \frac{400}{8.0 \sqrt{\frac{80}{8.0 \cdot 0.04 \cdot 20 \cdot 100 + 10000 \cdot 0.04 \cdot 0.21 + 80}}} = 158.1 \text{ м}^3/\text{с.}$$

Условный "расход" селя, который сглаживает часть конуса выноса:

$$Q_{\text{сглаж.}} = Q_0 - Q_1 = 400 - 158.1 = 241.9 \text{ м}^3/\text{с.}$$

Средняя скорость потока на данном участке:

$$V_{1cp} = \frac{V_0 + V_1}{2} = \frac{5 + 1.58}{2} = 3.29 \text{ м/с.}$$

Осредненный расход на первом участке:

$$Q_{1cp} = \frac{Q_0 + Q_1}{2} = \frac{400 + 158.1}{2} = 279.05 \text{ м}^3/\text{с.}$$

Продолжительность перемещения потока:

$$t_1 = x_1 / V_{1cp} = 100 / 3.29 = 30.39 \text{ с.}$$

Объем выноса за время  $t_1$  на первом участке:

$$W_1 = Q_{1cp} \cdot t_1 = 279.05 \cdot 30.39 = 8480.33 \text{ м}^3.$$

Ширина потока в створе 1–1 без учета угла естественного откоса селя:

$$b_1 = b_0 + 2x_1 \operatorname{tg} \theta = 20 + 2 \cdot 100 \cdot 0.21 = 62.0 \text{ м.}$$

Осредненная ширина потока на участке:

$$b_{cp} = \frac{b_0 + b_1}{2} = \frac{20 + 62}{2} = 41.0 \text{ м.}$$

Глубина потока в створе:

$$H_1 = Q_1 / b_1 \cdot V_1 = 158.1 / 62.0 \cdot 1.58 = 1.61 \text{ м.}$$

Площадь живого сечения без учета угла естественного откоса:

$$\omega_1 = H_1 b_1 = 1.61 \cdot 62.0 = 99.82 \text{ м}^2.$$

Осредненная глубина потока на первом участке:

$$H_{1cp} = Q_{1cp} / b_{1cp} \cdot V_{1cp} = 279.05 / 41.0 \cdot 3.29 = 2.07 \text{ м.}$$

Ширина потока в створе с учетом угла естественного откоса селя, когда  $\theta_1 = 60^\circ$  и  $\text{tg } \theta_1 = \text{tg } 60^\circ = 1.73$ :

$$b_1^1 = b_1 + H_1 \text{tg } \theta_1 = 62.0 + 1.61 \cdot 1.73 = 64.78 \text{ м.}$$

Площадь, покрытая селевыми выносами, без учета угла естественного откоса:

$$\Omega_1 = \frac{b_0 + b_1}{2} \cdot x_1 = \frac{20 + 62}{2} \cdot 100 = 4100 \text{ м}^3.$$

С учетом угла естественного откоса боковых граней:

$$\Omega_1^1 = \frac{b_0 + b_1^1}{2} \cdot x_1 = \frac{20 + 64.78}{2} \cdot 100 = 4239 \text{ м}^3.$$

### Шаг второй:

Для второго шага расчета исходными параметрами будут:

$$V_1 = 1.58 \text{ м/с}; \quad Q_1 = 158.1 \text{ м}^3/\text{с}; \quad H_1 = 1.61 \text{ м};$$

$$\omega_1 = H_1 \cdot b_1 = 1.61 \cdot 62.0 = 99.82 \text{ м}^2; \quad b_1^1 = 64.78 \text{ м.}$$

Определим гидрологические параметры потока от створа 1–1 на удаление  $x_2 = 80$  м, т.е. в створе 2–2:

скорость потока:

$$V_2 = 1.58 \sqrt{\frac{99.82}{0.04 \cdot 8 \cdot 62 \cdot 80 + 0.04 \cdot 80^2 \cdot 0.21 + 99.82}} = 0.38 \text{ м/с},$$

расход:

$$Q_2 = \frac{158.1}{8.0 \sqrt{\frac{99.82}{0.04 \cdot 8 \cdot 62 \cdot 80 + 0.04 \cdot 80^2 \cdot 0.21 + 99.82}}} =$$

$$= \frac{158.1}{1.92} = 82.34 \text{ м}^3/\text{с}$$

Расход на сглаживание:

$$Q_{\text{сглаж.}} = Q_1 - Q_2 = 158.1 - 82.34 = 75.76 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Средняя скорость потока на втором участке:

$$V_{2cp} = \frac{V_1 + V_2}{2} = \frac{1.58 + 0.38}{2} = 0.98 \text{ м/с}.$$

Осредненный расход на втором участке:

$$Q_{2cp} = \frac{Q_1 + Q_2}{2} = \frac{158.1 + 82.34}{2} = 120.22 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Продолжительность перемещения потока:

$$t_2 = x_2 / V_{2cp} = 80 / 0.98 = 81.63 \text{ с}.$$

Объем выноса за время  $t_2$  на втором участке:

$$W_2 = Q_{2cp} \cdot t_2 = 120.22 \cdot 81.63 = 9813.56 \text{ м}^3.$$

Ширина потока в створе 2–2:

$$b_2 = b_1 + 2x_2 \operatorname{tg} \theta = 62.0 + 2 \cdot 80 \cdot 0.21 = 95.6 \text{ м}.$$

Осредненная ширина потока на втором участке:

$$b_{2cp} = \frac{b_1 + b_2}{2} = \frac{62.0 + 95.6}{2} = 78.8 \text{ м}.$$

Глубина потока в створе 2–2:

$$H_2 = Q_2 / b_2 \cdot V_2 = 82.34 / 95.6 \cdot 0.38 = 2.27 \text{ м}.$$

Живое сечение в створе:

$$\omega_2 = H_2 b_2 = 2.27 \cdot 95.6 = 217.0 \text{ м}^2.$$

Ширина потока в створе 2–2 с учетом угла естественного откоса:

$$b_2^1 = b_2 + H_2 \operatorname{tg} \theta_1 = 95.6 + 2.27 \cdot 1.73 = 100.42 \text{ м}.$$

Продолжительность движения селевого потока на конусе

выноса на расстояние  $x_1 + x_2 = 100 + 80 = 180$  м, будет:

$$t_1 + t_2 = 30.39 + 81.63 = 112.02 \text{ с.}$$

Общий объем выноса на конусе:

$$W_{к.в.} = W_1 + W_2 = 8480.33 + 9813.56 \approx 18293.89 \text{ м}^3.$$

Площадь конуса выноса, покрытая селевыми выносами, на втором участке составит:

$$\Omega_2 = \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot x_2 = \frac{62.0 + 95.6}{2} \cdot 80 = 6304.0 \text{ м}^3.$$

С учетом угла естественного откоса:

$$\Omega_2^1 = \frac{b_1^1 + b_2^1}{2} \cdot x_2 = \frac{64.78 + 100.42}{2} \cdot 80 = 6608 \text{ м}^3.$$

Площадь конуса выноса, покрытая селевыми выносами:

$$\Omega_{к.в.} = \Omega_1 + \Omega_2 = 4100 + 6304 = 10404 \text{ м}^3.$$

Полная площадь конуса выноса, покрытая селевыми выносами, с учетом угла естественного откоса:

$$\Omega_{к.в.}^1 = \Omega_1^1 + \Omega_2^1 = 4239 + 6608 = 10847 \text{ м}^3.$$

Движение селевого потока на данном участке практически прекратится, т.к. почти вся накопленная в эрозионных врезам селевая масса отложилась на конусе выноса, по той причине, что:

$$W_{эр.вп.} \approx W_{к.в.}; \text{ т.е. } 18000 \text{ м}^3 \approx 18293,89 \text{ м}^3.$$

## **ГЛАВА 5. ТРАНСФОРМАЦИЯ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ**

### **5.1. ТРАНСФОРМАЦИЯ СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА В НЕСВЯЗНЫЙ**

В природе нередко имеет место, когда связный селевой поток, сливаясь с водным потоком, теряет самостоятельность и после разрушения внутренней структуры, разжижаясь, растворяется в водном потоке и смесь превращается в обыкновенный наносонесущий поток, а при сохранении высокой концентрации наносов, в несвязный селевой поток.

Идея борьбы со связными селевыми потоками методом разжижения (т.е. трансформации связного селевого потока в несвязный) была предложена проф. М.С. Гагошидзе [9].

Этот метод предусматривает добавление незначительного количества воды под напором в движущуюся селевую смесь для разрушения структуры последней, в результате чего происходит распад массы потока на отдельные составляющие; крупные включения отделяется, оседая на дно, а остальная часть продолжает движение в виде несвязного селевого потока [52]. Движение связной селевой смеси превращается в движение водного потока с определенным количеством наносов, соответствующее его транспортирующей способности. Не останавливаясь на детали проведения экспериментов [17], отметим, что борьбу против уже трансформированного селевого потока можно осуществить известными традиционными методами. опыты показали, что расход трансформированного селевого потока значительно меньше (в некоторых случаях на 40%) поступающего потока до трансформации.

## 5.2. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПРОТИВОСЕЛЕВОГО СООРУЖЕНИЯ С ДОННОЙ РЕШЕТКОЙ ДЛЯ ГАШЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ НЕСВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА С ЦЕЛЮ ТРАНСФОРМАЦИИ ЕГО В ОБЫКНОВЕННЫЙ НАНОСОНЕСУЩИЙ ПОТОК

Основным элементом противоселевого сооружения с донной решеткой является металлическая решетка (с продольным или поперечным расположением стрижней). Она обеспечивает частичное разделение твердого и водного компонентов смеси (рис. 5.2.1). На каждой ступеньке каскада решетчатых сооружений из поступающего потока постепенно выпадают твердые включения с заданным диаметром камней. В зависимости от рельефа местности, где намечено строительство, сооружения размещаются таким образом, чтобы максимальное количество крупных включений имели возможность отложения в русле водотока.

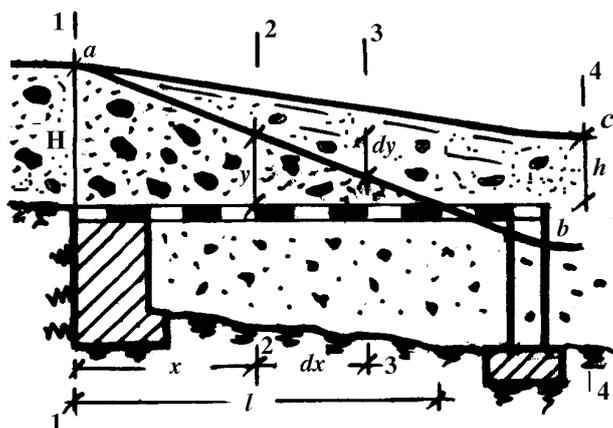


Рис. 5.2.1. Схема противоселевого сооружения с донной решеткой

Решетка может иметь как нулевой, положительный, так и отрицательный уклон. При этом положительный уклон решетки должен быть меньше уклона дна водотока, с целью обеспечения свободного прохождения (полного или частичного) расхода поступающего потока. Решетка обеспечивает гашение той части кинетической энергии потока, которая проходит через решетку. Этим транспортирующая способность потока значительно снижается и происходит выпадение (отложение) крупных каменных включений в зоне построенного сооружения.

Расстояние между стержнями решетки на конкретном участке каскада сооружений назначается в зависимости от заданного минимального диаметра каменных включений, которых следует пропустить ниже сооружения.

Опоры решеток следует расположить в русле таким образом, чтобы можно было обеспечить свободный пропуск потока в нижний бьеф.

Прочность противоселевого сооружения возможно принять меньше прочности монолитного поперечного сооружения, так как конструкция этого сооружения не подвергается лобовому удару поступательного потока. При эксплуатации каскада допускается выход из строя нескольких конструкций решетчатых сооружений. Следует отметить, что при выходе сооружения из строя, (т.е. при полном его занесении) оно еще в состоянии выполнять частично возложенные на него функции. Из-за простоты конструкции не требуется ее высокая прочность, стоимость таких сооружений значительно ниже по сравнению с капитальными противоселевыми сооружениями предназначенных для этих же целей.

В каскаде на каждой ступени комплекса сооружений происходит как гашение кинетической энергии потока, так и уменьшение расхода селевого потока за счет выпадания по пути твердого компонента смеси.

Гидравлический расчет сооружения сводится в основном к нижеприведенным задачам.

**А) Гидравлический расчет неподтопленного противоселевого сооружения с нулевым уклоном донной решетки**

Для створа 1–1 (рис. 5.2.1), применив уравнение неподтопленного водослива с широким порогом, без бокового сжатия, будем иметь:

$$q_B = \mu \sqrt{2g} H^{\frac{3}{2}} \quad (5.2.1)$$

где:  $q_B = \frac{Q}{B}$  – расход потока на единицу ширины в створе 1-1;

$B$  – ширина донной решетки;

$\mu$  – безразмерный коэффициент расхода неподтопленного водослива при входе на решетку.

Так как поток на решетке движется с переменным расходом вдоль пути, тогда в створе 2–2 (т.е. на расстоянии  $x$  от створа 1–1) расход на единицу ширины потока на решетке с глубиной " $y$ " будет:

$$q_x = \mu_H \sqrt{2g} y^{\frac{3}{2}} \quad (5.2.2)$$

где:  $\mu_H$  – коэффициент расхода потока, оставшегося на поверхности решетки.

Для створа 3–3, что находится на расстоянии  $d$  от створа 2–2 будем иметь:

$$q_{(x=d)} = \mu_H \sqrt{2g} (y - d)^{\frac{3}{2}} \quad (5.2.3)$$

Принимая во внимание, что

$$(y - d)^{\frac{3}{2}} \cong y^{\frac{3}{2}} - \frac{3}{2} y^{\frac{1}{2}} d y, \quad (5.2.4)$$

или с учетом (5.2.4) взамен (5.2.3) будем иметь:

$$q_{(x+dx)} = \mu_H \sqrt{2g} \left( y^{3/2} - \frac{3}{2} y^{1/2} dy \right). \quad (5.2.5)$$

Разность расходов оставшихся на  $dx$  участке решетки будет:

$$q_x - q_{(x+dx)} = \frac{3}{2} \mu_H \sqrt{2g} y^{1/2} dy. \quad (5.2.6)$$

Разность расходов в пределах решетки вызвана проваливанием части расхода воды вместе с наносами определенного диаметра.

"Накопление" крупных каменных включений над решеткой, что уменьшает пропускную способность решетки, можно оценить поправочным коэффициентом  $n$ , тогда взамен (5.2.6) будем иметь:

$$q_x - q_{(x+dx)} = \frac{3}{2} \mu_H n \sqrt{2gy} dy \quad (5.2.7)$$

С другой стороны на участке  $dx$  среднее давление над решеткой, что обеспечивает проваливание расхода смеси через решетку, будет:

$$y - \frac{dy}{2} \approx y,$$

а расход потока, провалившегося на единицу ширины решетки на участке  $dx$

$$q_p = \mu_p \varepsilon \sqrt{2gy} dx \quad (5.2.8)$$

где:  $\varepsilon = \frac{w_1}{w}$  – коэффициент стеснения решетки;

$w_1$  – общая площадь отверстий решетки;

$w$  – площадь, перекрываемая решеткой;

$\mu_p$  – коэффициент расхода решетки.

Приравнивая (5.2.7) и (5.2.8) с отрицательным знаком, будем иметь:

$$\frac{3}{2} \mu_H n d y = -\mu_p \varepsilon d x. \quad (5.2.9)$$

Интегрирование (5.2.9) с учетом граничных условий (при  $x = 0$ ,  $y = H$ ) дает:

$$y = H - \frac{2}{3} \frac{\mu_p \varepsilon x}{\mu_H n} \quad (5.2.10)^*$$

Зависимость (5.2.10) дает возможность судить о свободной поверхности потока над решеткой (рис. 5.2.1, линия  $ab$ ).

Длина решетки для пропуска полного расхода через решетку будет (при  $y = 0$ ,  $x = l$ )

$$l = \frac{3}{2} \frac{\mu_H n H}{\mu_p \varepsilon}. \quad (5.2.11)$$

### **Б) Гидравлический расчет подтопленного противоселевого сооружения с нулевым уклоном донной решетки**

В том случае, когда с нижнего бьефа решетка подтоплена глубиной  $h$  то проводя аналогичные выкладки, как и выше, будем иметь:

$$q_x = \mu_H K_n \sqrt{1 - K_n} \sqrt{2g} y^{3/2} \quad (5.2.12)$$

$$q_{(x+dx)} = \mu_H K_n \sqrt{1 - K_n} \sqrt{2g} \left( y^{3/2} - \frac{3}{2} y^{1/2} d y \right) \quad (5.2.13)$$

$$q_x - q_{(x+dx)} = \frac{3}{2} \mu_H K_n \sqrt{1 - K_n} \sqrt{2g} y^{1/2} d y \quad (5.2.14)$$

$$q_p = \mu_p \varepsilon \sqrt{1 - K_n} \sqrt{2g} y^{1/2} d y \quad (5.2.15)$$

$$y = H - \frac{2}{3} \frac{\mu_p \varepsilon}{\mu_H n K_n} x \quad (5.2.16)$$

---

\*) Прямолинейность свободной поверхности потока над решеткой подтверждается опытами С.Г. Мелик-Нубарова [39]

$$l = \frac{3}{2} \frac{\mu_H n K_n}{\mu_p \varepsilon} (H - h) \quad (5.2.17)$$

где:  $K_n = \frac{h}{H}$  – коэффициент подтопления решетки;

$h$  – высота подтопления.

Полученные зависимости (5.2.16), (5.2.17) позволяют судить об изменении глубины потока над решеткой (рис. 5.2.1, линия  $ac$ ) или определить длину решетки для пропуска полного расхода несвязного селя через решетку.

### **В) Гидравлический расчет противоселевого сооружения с положительным уклоном донной решетки**

При проектировании решетчатых сооружений следует учесть, что уклон донной решетки ( $i_p$ ) должен быть меньше уклона водотока ( $i_B$ ) на этом участке.

По аналогии предыдущих задач для неподтопленной решетки будем иметь:

$$q_x - q_{(x+dx)} = \frac{3}{2} C \sqrt{i_p} y^{1/2} dy, \quad (5.2.18)$$

где:  $C$  – коэффициент Шези, учитывающий накопление твердого компонента над решеткой.

Принимая во внимание (5.2.8), с учетом граничных условий (при  $x = 0$ ,  $y = H$ ) имеем:

$$y = H - \frac{2\mu_p \varepsilon \sqrt{2gx}}{3C \sqrt{i_p}}. \quad (5.2.19)$$

Для подтопленной решетки:

$$y = H - \frac{2\mu_p \varepsilon \sqrt{1 - K_n} \sqrt{2gx}}{3C \sqrt{i_p}}. \quad (5.2.20)$$

Длина решетки  $l$  для пропуска полного расхода селевого потока через решетку соответственно будет:

для неподтопленной решетки:

$$l = \frac{3C\sqrt{i_p}H}{2\mu_p\varepsilon\sqrt{2g}}; \quad (5.2.21)$$

для подтопленной решетки:

$$l = \frac{3C\sqrt{i_p}(H-h)}{2\mu_p\varepsilon\sqrt{1-K_n}\sqrt{2g}}; \quad (5.2.22)$$

С целью назначения просвета (т.е. расстояния) между стержнями решетки для первого приближения частично можно воспользоваться методикой, изложенной в [40].

После разумного осуществления каскада рекомендуемых сооружений, несвязной селевой поток можно трансформировать в обыкновенный наносонесущий поток.

## **ГЛАВА 6. ПРЕДПОСЫЛКИ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА НЕКОТОРЫХ ПРОТИВОСЕЛЕВЫХ СООРУЖЕНИЙ**

### **6.1. РАСЧЕТ НАПОРНОГО И БЕЗНАПОРНОГО ДВИЖЕНИЯ СВЯЗНОГО СЕЛЯ В ГАЛЕРЕЯХ**

Участившиеся за последние годы природные катаклизмы на Кавказе и в других горных регионах мира в виде прохождения связанных селевых потоков еще раз напомнили о необходимости усовершенствования методов гидравлического расчета селепропускных сооружений, в том числе галерей, для бесперебойного пропуска связанных селей с целью защиты населенных пунктов, объектов гражданского назначения, а также гидросооружений, автомагистралей и железных дорог, расположенных в горных и предгорных регионах, от вредного воздействия горных потоков.

В связанных селях наряду с очень высокой вязкостью проявляются также пластические свойства. Пластические свойства данной среды заключаются в наличии предельного напряжения сдвига, после достижения которого возникает текучесть смеси [22, 26]. Реологические законы таких сред часто характеризуют зависимостями Шведова–Бингама [6, 11, 22, 26 и др.]. Аномальное поведение вязко-пластичных сред, в том числе и связанных селей, основывается на наличии в них во время покоя некоторой жесткой структуры (трение покоя), которая сопротивляется внешним силам до тех пор, пока вызванное ими напряжение сдвига  $\tau$  не превзойдет соответствующее этой структуре предельное напряжение [22, 26]. С этого момента вязко-пластичная среда (в том числе и среда связанной селевой смеси) разрушается и в определенной своей части начинает вести себя как ньютоновская жидкость при

так называемом кажущемся напряжении, равном избытку  $\tau - \tau_0$ , действительного напряжения над предельным [11, 20, 22, 26, 41].

Рассмотрим напорное движение вязкого селя в галерее с прямоугольным поперечным сечением высотой  $2H$  и шириной  $B$  (рис. 6.1.1). Для рассматриваемого случая при стационарном режиме движения система уравнений Навье–Стокса сводится к плоскому движению и принимает вид

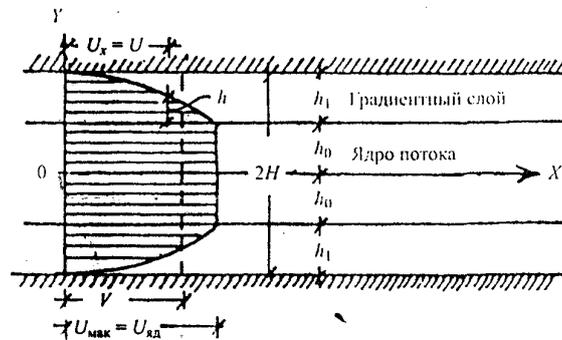
$$\frac{d^2U}{dy^2} = -\frac{\Delta P}{\mu l}, \quad (6.1)$$

где  $U = U_x$  – местная скорость селя в области градиентного слоя;

$\mu$  – динамический коэффициент вязкости;

$l$  – длина подмостовой галереи;

$\Delta P$  – постоянное (вдоль галерей) падение давления.



**Рис. 6.1.1. Эпюра распределения местной скорости при напорном движении вязкого селя в галерее**

Зависимость (6.1) – обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка. Интеграл (6.1) с учетом граничных условий [ $U = 0$  при  $y = \pm(h_0 + h_1)$ ] дает

$$U = \frac{\Delta P H^2}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{h_0 + h}{H} \right)^2 \right], \quad (6.2)$$

где  $h_0$  – половина высоты структурного неразрушенного слоя (ядра) потока;

$h_1$  – осредненная (в верхнем и нижнем слоях) толщина градиентного слоя;

$h_0 + h_1$  – расстояние от оси  $OX$  до текущей местной скорости  $U$  в градиентном слое.

Ядро потока передвигается с максимальной скоростью ( $U_{\max} = U_{\text{ядр.}}$ ). При  $h = 0$  взамен (6.2) имеем

$$U_{\max} = U_{\text{ядр.}} = \frac{\Delta PH^2}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{h_0}{H} \right)^2 \right]. \quad (6.3)$$

Расход ядра потока на 1 п.м. ширины галерей

$$q_{\text{ядр.}} = U_{\text{ядр.}} \cdot 2h = \frac{\Delta PH^2 h_0}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{h_0}{H} \right)^2 \right]. \quad (6.4)$$

Расход на 1 п.м. ширины галерей в градиентных слоях с учетом зависимости (6.2) будет

$$q_{\text{сп.}} = 2 \int U dh = \frac{\Delta PH^2}{\mu l} \left[ \frac{2}{3} H - h_0 \left( \frac{1 - h_0^2}{3H^2} \right) \right]. \quad (6.5)$$

Полный расход в галерее с учетом (6.4) и (6.5) будет

$$Q = B(q_{\text{ядр.}} + q_{\text{сп.}}) = \frac{2}{3} \frac{\Delta PH^2 B}{\mu l} \left[ H - \frac{h_0^3}{H^2} \right] \quad (6.6)$$

Или

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\Delta PH^2 B}{\mu l} f(B), \quad (6.7)$$

где  $f(B) = 1 - \beta^3$ ;  $\beta = \frac{h_0}{H}$ .

При отсутствии ядра потока (т.е.  $h_0 = 0$ ) зависимость (6.6) принимает форму

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\Delta P B H^3}{\mu l}. \quad (6.8)$$

С учетом того, что сила внутреннего трения достигает своего максимального значения в градиентном слое [1, 6, 22, 26], можно записать

$$(\tau - \tau_0)_{\max} = \frac{\Delta P}{l} (H - h_0). \quad (6.9)$$

Известно, что коэффициент трения (сопротивления)  $\lambda$  представляет собой отношение максимального значения силы трения к значению кинетической энергии единицы объема перемещающейся среды. Тогда, принимая во внимание (6.9), будем иметь

$$\lambda = \frac{2(H - h_0)\Delta P}{\rho V^2 l}. \quad (6.10)$$

Средняя по живому сечению скорость потока

$$V = \frac{Q}{2HB} = \frac{\Delta P H (H - h_0^3)}{3\mu l H^2}. \quad (6.11)$$

Отсюда

$$\frac{\Delta P}{l} = \frac{3\mu V}{H \left( H - \frac{h_0^3}{H^2} \right)}. \quad (6.12)$$

С учетом (6.12) зависимость (6.10) принимает вид

$$\lambda = \frac{6H(H - h_0)V}{V(H^3 - h_0^3)} = \frac{6}{\text{Re}}, \quad (6.13)$$

где  $\text{Re} = \frac{V(H^3 - h_0^3)}{H(H - h_0)\nu}$  – число Рейнольдса для связного селе-

вого потока при наличии ядра потока;

$\nu$  – кинематический коэффициент вязкости.

При отсутствии ядра ( $h_0 = 0$ ) в виде частного случая из

(6.13) получается зависимость для характеристики коэффициента трения вязкой несжимаемой жидкости с ламинарным режимом движения [10].

В градиентном слое с турбулентным режимом движения связного слоя интерес представляет коэффициент Шези  $C$  [10]

$$C = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}}.$$

Тогда с учетом (6.13) получаем

$$C = \sqrt{\frac{gV(H^3 - h_0^3)}{3H(H - h_0)v}}. \quad (6.14)$$

Для определения влияния формы поперечного сечения галерей можно воспользоваться методикой, изложенной в [12, 13, 6], где линейные характеристики выражаются через

$$\frac{H^3 B}{3} = I_{кр.}, \quad (6.15)$$

где  $I_{кр.}$  – момент инерции кручения прямоугольного стержня, когда  $B/H \rightarrow \infty$ .

Подобная задача с математической точки зрения аналогична известной задаче теории упругости о кручении призматического стержня [42]

$$Q = \frac{2\Delta P I_{кр.}}{\mu l} f(\beta). \quad (6.16)$$

Численные значения  $I_{кр.}$  для стержней с различными поперечными сечениями приводятся в справочниках по сопротивлению материалов. Подобный подход даст возможность определить пропускную способность призматических галерей с различными формами поперечных профилей. Например, для каналов с прямоугольным поперечным сечением при разных соотношениях  $B/H$  можно воспользоваться зависимостью [42]

$$I_{кр.} = K_1 BH^3, \quad (6.17)$$

где  $K_1$  – коэффициент пропорциональности.

Численные значения  $K_1$  приводятся в таблице 1.2.2.\*)

Когда галерея наклонена к горизонту под углом  $\alpha$  и движение в ней безнапорное (рис. 6.1.2), зависимость (6.1) принимает вид

$$\frac{d^2U}{dy^2} = -\frac{\rho g i}{\mu}, \quad (6.18)$$

где  $i = \sin \alpha$  – уклон дна галереи.

Когда ось  $Ox$  расположена на дне галереи, с учетом граничных условий (при  $y = H - h_0$ ,  $\frac{dU}{dy} = 0$ ) интегрирование (6.18) дает

$$U = \frac{i\rho g \nu}{2\mu} [(2H - h_0) - y], \quad (6.19)$$

где  $H$  – полная глубина потока.

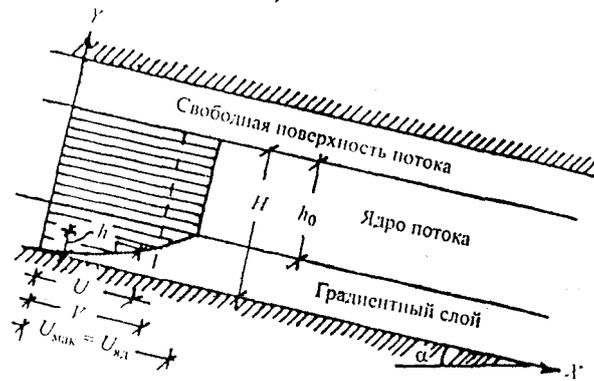


Рис. 6.1.2. Эпюра распределения местной скорости при безнапорном движении вязкою селя в галерее

\*) См. стр. 44, табл. 1.2.2.

Зависимость (6.19) позволяет судить о распределении местной скорости потока в градиентном слое вязного селя.

При  $y = (H - h_0)$  получаем

$$U_{ядр.} = U_{max} = \frac{i\rho g(H - h_0)H}{2\mu} \quad (6.20)$$

и

$$q_{ядр.} = U_{ядр.} h_0 = \frac{i\rho g(H - h_0)Hh_0}{2\mu}. \quad (6.21)$$

Для градиентного слоя

$$q_{сп.} = \int_0^{H-h_0} U dy = \frac{i\rho g}{12\mu} [4H^3 - 9h_0H^2 + 6h_0^2H - h_0^3]. \quad (6.22)$$

Расход потока

$$Q = B(q_{ядр.} + q_{сп.}) = \frac{i\rho gBH^3}{2\mu} f_1(\beta), \quad (6.23)$$

где  $f_1(\beta) = \frac{2}{3} - \frac{\beta}{2} - \frac{\beta^3}{6}$ .

Или аналогично предыдущему случаю

$$Q = \frac{3i\rho gI_{кр.}}{2\mu} f_1(\beta). \quad (6.24)$$

При отсутствии ядра зависимость (6.23) или (6.24) принимает известный в гидравлике вид

$$Q = \frac{\rho giH^3 B}{3\mu}. \quad (6.25)$$

Определение же средней по живому сечению скорости потока уже не представляет трудности.

Из (6.23) следует, что движение в галерее с уклоном дна  $i$  и шириной  $B$  вязного селя с вязкостью  $\mu$  и плотностью  $\rho$  при безнапорном режиме обеспечивается, если соблюдается очевидное критериальное условие

$$\frac{2}{3} > \frac{h_0}{2H} + \frac{1}{6} \left( \frac{h_0}{2H} \right)^3 \dots, \quad (6.26)$$

где  $h_0 = \frac{\tau_0}{\rho g i}$ ;  $H = \frac{\tau}{\rho g i}$ .

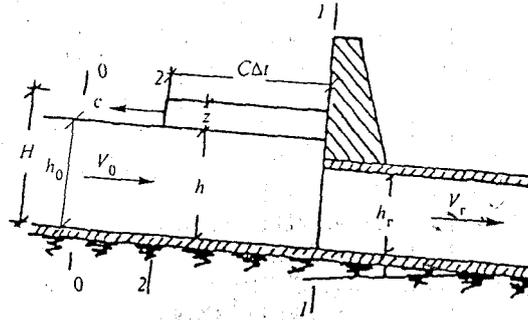
## **6.2. УСТАНОВЛЕНИЕ ВЫСОТЫ ВОЛНЫ ПОВЫШЕНИЯ ПРИ ВХОДЕ СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА В НАПОРНЫХ СООРУЖЕНИЯХ**

Среди многочисленных разновидностей противоселевых сооружений [9] наиболее распространенными являются мостовые переходы для автомагистралей и железных дорог на горных селеопасных водотоках. Внезапно сформированный связный селевой поток с расходом, значительно превышающим пропускную способность подмостового пространства, обрушивается на верхнюю входную часть сооружения, в результате чего в верхнем бьефе образуется обратная волна повышения (срабатывает так называемый эффект отдачи). Подобное явление наблюдается из-за несовершенной методики установления гидрологических параметров связного селя. Этот пробел недавно был восполнен работой [43], позволяющей установить такие важные характеристики селевого потока, как частота появления, длительность прохождения, интервал появления и величина катастрофических расходов.

При исследовании селевых потоков и, особенно, связных селей [9], нередко возникают сложности, обусловленные широким разнообразием размеров и форм каменных включений, неоднородностью внутренней структуры потока, сил, действующих между твердыми включениями и водой, и др. Свести к минимуму упомянутые сложности можно рассматривая смесь связного селевого потока, как квазиконтинуум, что позволяет описать движение одномерными уравнениями,

дающими возможность использовать основные законы гидравлики.

Ниже излагается методика [44] установления динамических параметров фронта обратной одномерной волны повышения связанного селя в прямоугольном канале при его входе в тракте сооружения (рис. 6.2.1), когда пропускная способность подмостового пространства не обеспечивает беспрепятственный пропуск потока. Правда, волны по своей природе являются двух- или трехмерными, однако для решения настоящей задачи представляется более удобным волновой процесс описать в рамках одномерной трактовки явления.



**Рис. 6.2.1. Схема расчета волны подпора при входе связанного потока в галерею (напорном сооружении)**

Допускается, что фронт обратной волны, возникающей в момент  $t_1$  при воздействии потока на входную часть подмостового пространства, будет перемещаться вверх по течению со скоростью  $C$  и в момент  $t_2$  окажется на расстоянии  $(t_2 - t_1)C = \Delta t C$  от сечения  $I-I$ . При этом масса, втекающая в тот же промежуток времени со стороны сечения  $0-0$  в объеме между сечениями  $2-2$  и  $I-I$  со скоростью  $V_0$  для русла с прямоугольным поперечным сечением на единицу ширины при глубине  $h_0$ , будет  $m_0 = \rho h_0 V_0 \Delta t$ ; а масса обратной волны

повышения высотой  $Z$ , перемещающаяся со стороны сечения  $I-I$  вверх по течению к сечению  $2-2$ , будет  $m_0 = \rho Z C \Delta t$ ; масса же, вытекающая за время  $\Delta t$  из объема между сечениями  $2-2$  и  $I-I$  и втекающая в галерею, будет  $m_r = \rho h_r V_r \Delta t$ . Тогда вся масса селевой смеси за время  $\Delta t$  в указанном объеме будет:

$$m = \rho \Delta t (V_0 h_0 + CZ - V_r h_r), \quad (6.27)$$

где  $\rho$  – плотность потока (селевой смеси);

$V_r$  – средняя по сечению скорость потока в галерее при напорном движении;

$h_r$  – высота галереи.

Допускается, что ширина галерей равна ширине подходного русла.

Предполагая, что в створах  $I-I$  и  $2-2$  давление по глубине подчиняется гидростатическому закону [6], импульс силы  $F$  будет

$$F \Delta t = \gamma \Delta t (h_0^2 / 2 - H^2 / 2), \quad (6.28)$$

где  $\gamma$  – удельный вес селевой смеси.

Так как  $H = h_0 + Z$ , выражение (6.28) можно записать следующим образом:

$$F \Delta t = -\gamma \Delta t (h_0^2 Z + Z^2 / 2). \quad (6.29)$$

Применяя к отсекам  $I-I$  и  $2-2$  закон количества движения, будем иметь  $m(V_r - V_0) = F \Delta t$  или с учетом (6.27) и (6.29) получим

$$(V_0 h_0 + CZ - V_r h_r)(V_r - V_0) = -g(h_0 Z + Z^2 / 2). \quad (6.30)$$

С другой стороны, расход потока на единицу ширины русла и галереи, который поступает к сооружению

$$q_0 = q_r + q_b, \quad (6.31)$$

где расход в галерее  $q_r = V_r h_r$ , расход обратной волны повы-

шения  $q_b = CZ$ , а  $q_0 = V_0 h_0$ .

Тогда расход обратной волны будет равен

$$CZ = V_0 h_0 - V_r h_r. \quad (6.32)$$

Вставляя (6.32) в (6.30), получим

$$\frac{gZ^2}{2} + gh_0 Z + K = 0, \quad (6.33)$$

при решении которого глубина обратной волны повышения

$$Z = \frac{gh_0 \pm \sqrt{g^2 h_0^2 - 2Kg}}{g}, \quad (6.34)$$

где

$$K = 4(V_r^2 h_r - V_0 V_r h_0). \quad (6.35)$$

Зная  $Z$ , нетрудно из (6.32) определить скорость относительного перемещения фронта обратной волны повышения

$$C = \frac{V_0 h_0 - V_r h_r}{Z}. \quad (6.36)$$

Скорость селевого потока при напорном движении в галерее можно определить по методике [41].

Предложенные зависимости с некоторым приближением могут быть распространены и на случаи любых русел с правильным поперечным сечением, только под символом  $h$  следует понимать отношение  $\omega/B$ , где  $\omega$  – площадь живого сечения потока до возникновения волнового движения, а  $B$  – средняя ширина русла.

Представляется также возможным с целью учета любой формы поперечного сечения русла (не только правильной) воспользоваться методикой, изложенной в [6], где характеристики поперечного сечения русла любой неправильной формы заменяются выражением  $H^3 \cdot B/3 = I$ .

Несовершенная методика установления гидрологических параметров связного селя часто является причиной возникновения ситуации, когда расход внезапно возникшего селевого

потока, значительно превышающий пропускную способность подмостового пространства, обрушивается на верхнюю входную часть сооружения и образуется обратная волна повышения. Предложенная методика определения высоты фронта обратной волны повышения и относительной скорости ее перемещения в прямоугольном безнапорном русле при входе потока в галерею с напорным режимом движения позволяет решить эту проблему.

**Пример 6.1.**

Скорость связанного селевого потока в прямоугольном русле  $V_0 = 4$  м/с при глубине  $h_0 = 3$  м. Высота галерей, где имеет место напорное движение потока,  $h_r = 2$  м, а скорость  $V_r = 2$  м/с. Следует установить глубину обратной волны повышения  $Z$ , возникшей после внезапного воздействия селевого потока на сооружение, и относительную скорость  $C$ .

**Решение.** По формуле (6.35) устанавливается значение величины  $K$

$$K = 4(2^2 \cdot 2 - 4 \cdot 2 \cdot 3) = 4(8 - 24) = -64.$$

Далее по формуле (6.34) определяем высоту обратной волны повышения

$$Z = \frac{-9.8 \cdot 3 \pm \sqrt{9.8^2 \cdot 3^2 + 2 \cdot 64 \cdot 9.8}}{9.8} = 1.8 \text{ м.}$$

Относительная скорость обратной волны повышения по формуле (6.36) будет

$$C = \frac{4 \cdot 3 - 2 \cdot 2}{1.8} = \frac{8}{1.8} = 4.44 \text{ м/с.}$$

## **ГЛАВА 7. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПОЧВООХРАННЫХ МЕРОПРИЯТИЙ**

### **7.1. ВЛИЯНИЕ ВОЛНОВОГО РЕЖИМА ДВИЖЕНИЯ ВОДНОГО ПОТОКА ПО СКЛОНУ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭРОЗИИ ПОЧВ**

Горные, предгорные, да и равнинные участки земель в зависимости от климатических, топографических и почвенных условий обычно характеризуются более или менее интенсивным проявлением эрозионных процессов, довольно отрицательно влияющих на почвенную поверхность, со всеми вытекающими последствиями негативного характера. Эти процессы особенно остро происходят в горных и в предгорных условиях, где они нередко достигают катастрофических размеров, смывающих несколько десятков тонн почвы с гектара в течение лишь одного года. Так, например, по данным Международного центра по интеграции и развитию горных регионов в отдельных случаях потери почвы колеблются от 5-10 до 40-2000 тон/га/год [45].

Эти данные подтверждаются также известными исследованиями Ц.Е. Мирцхулава, в которых фундаментально обосновываются подобные масштабы эрозии, с обуславливающими явление факторами [19].

Во время перемещения жидкого стока малой глубины вдоль крутого склона обычно возникает волновое движение, способствующее интенсификации эрозионных процессов.

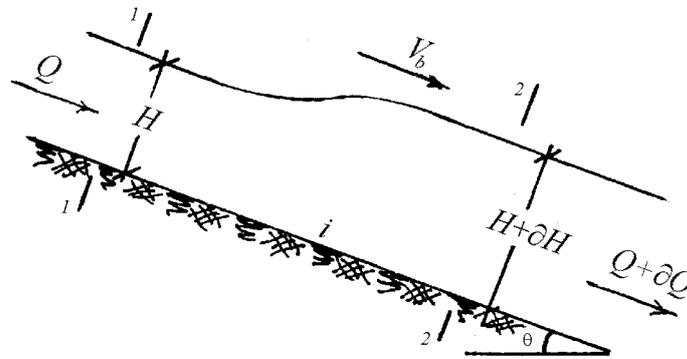
Волны, как в водотоках, так и на склонах ландшафтов, могут переносить изменения основных гидравлических и гидрологических параметров потока или стока (уменьшение или увеличение расхода, скорости, глубины), как непрерывно, так и ступенчатообразно.

Первый тип волн именуют непрерывными волнами,

второй – динамическими. Наличие непрерывных волн на наклонной плоскости имеют место во время проливного дождя особенно с переменной интенсивностью осадков. Возникшие в данном случае волны нередко характеризуются значительной амплитудой, что увеличивает как размывающую, так и транспортирующую способность потоком твердых частиц, что часто не учитывается при установлении значения размывающей скорости. Обычно размывающая скорость рассчитывается с позиции равномерно движущегося потока, когда движение жидкости на склонах часто имеет волновой характер.

Естественно, что размывающая способность потока при волновом режиме движения должно быть больше, чем при равномерно движущемся потоке.

Ради наглядности рассмотрим следующую схему (рис. 7.1.1) [48].



**Рис. 7.1.1. Схема распространения непрерывной волны водного потока**

Допустим, что расход и площадь живого сечения в створе 1-1 соответственно равны  $Q$  и  $\omega$ , а в створе 2-2 в результате распространения волны будем иметь  $Q + \delta Q$  и  $\omega + \delta \omega$ .

Учитывая условие неразрывности потока можно написать [20]:

$$Q - \omega V_g = Q + \partial Q - V_g(\omega - \partial \omega),$$

или

$$V_g = \frac{\partial Q}{\partial \omega}, \quad (7.1.1)$$

где  $V_g$  – скорость непрерывной волны.

Учитывая, что в створе 1–1  $Q = V\omega$ , тогда взамен (7.1.1) получим:

$$V_g = V + \omega \frac{\partial V}{\partial \omega}, \quad (7.1.2)$$

где  $V$  – средняя по живому сечению скорость потока.

Из (7.1.2) следует, что скорость распространения непрерывной волны вдоль склона превосходит среднюю по живому сечению скорость  $V$  на величину  $\omega \frac{\partial V}{\partial \omega}$ .

Принимая во внимание, что ширина склона  $B$  обычно значительно превосходит глубину потока  $H$ , т.е.  $B \gg H$ , то взамен (7.1.2) можно написать:

$$V_g = V + H \frac{\partial V}{\partial H}. \quad (7.1.3)$$

Обозначая расход потока на единицу ширины в створе 1–1 через  $q = \frac{Q}{B}$ , тогда из (7.1.1) следует:

$$V_g = \frac{\partial q}{\partial H}. \quad (7.1.4)$$

Так как поток по склону движется турбулентным режимом, то  $q = KH^{1.5}$ , где:  $K = C\sqrt{i} \approx const$ ;  $C$  – коэффициент Шези;  $i$  – уклон склона. Тогда взамен (7.1.4) получим:

$$V_g = 1,5KH^{0.5}. \quad (7.1.5)$$

С другой стороны, при равномерном режиме движения

имеем:

$$V = q/H = \frac{KH^{1.5}}{H} = KH^{0.5}. \quad (7.1.6)$$

Сравнивая (7.1.5) и (7.1.6), будем иметь:

$$V_g = 1,5V. \quad (7.1.7)$$

Допуская, что коэффициент трения при турбулентном течении стекающей на склоне жидкости приблизительно постоянен, т.е.  $K = C\sqrt{i} \approx const$ , то получается, что скорость непрерывной волны в полтора раза больше средней по живому сечению скорости потока.

Зависимость (7.1.7) указывает на необходимость учета волнообразования на поверхности склона при определении неразрывающейся скорости потока, что по существующим нормативным документам назначается в увязке лишь со средней по живому сечению скоростью [48].

Следовательно, при проектировании противоэрозионных мероприятия на склонах следует принимать во внимание не среднюю скорость, а скорость распространения волны  $V_g$ , при наличии таковой, т.к. процесс эрозии с учетом волнообразования на склоне начнется значительно раньше, чем это предусмотрено существующими рекомендациями.

Определим критерии, при котором первоначальное равномерное движение еще устойчиво и непрерывные волны не формируются на свободной поверхности равномерно движущегося потока.

Для характеристики динамических волн воспользуемся формулой Лагранжа [10]:

$$C_{дин} = \sqrt{gH}. \quad (7.1.8)$$

Известно, что если непрерывные волны обгоняют динамические волны, то первоначальное равномерное течение по склону будет неустойчивым, что выражается появлением на

свободной поверхности волн со значительной амплитудой, т.е.:

$$V_6 = V + C_{дин}. \quad (7.1.9)$$

Подобные волны практически каждый раз наблюдаются во время проливного дождя на наклонных участках улиц при малых глубинах стока.

Подставляя в (7.1.9) соответственно (7.1.5), (7.1.6), (7.1.8) можно получить критериальное условие неустойчивости первоначального движения в форме:

$$C > 2\sqrt{g}, \quad (7.1.10)$$

тогда в метрической системе будем иметь  $C > 6,26 \text{ м}^{0,5}/\text{с}$ .

Коэффициент Шези по зависимости Н.Н. Павловского [10]  $C \cong \frac{1}{n} H^y$ , где  $n$  – коэффициент шероховатости склона;  $y$  – переменный показатель степени, который при  $H < 1 \text{ м}$ ,  $y = 1,5\sqrt{n}$ . Значение "y" можно также определить по таблицам [10].

Следовательно минимальная глубина потока, стекающего со склона, при которой возникают волны на свободной поверхности, будет:

$$H > \sqrt[3]{6,26n} \text{ м}. \quad (7.1.11)$$

Приведенные зависимости дают возможность с учетом интенсивности волнообразования судить о степени эрозии почв на склонах и наметить соответствующие противоэрозионные мероприятия.

#### **Пример 7.1.**

По поверхности склона при уклоне  $i = 0,17$  и с коэффициентом шероховатостью  $n = 0,011$  ожидается стекание стока глубиной  $H = 0,1 \text{ м}$ , при этом показатель степени по полной формуле Н.Н. Павловского  $y = 0,631$  [10].

Пользуясь формулой (7.1.11), имеем:

$$H = 0,63\sqrt[3]{6,26 \cdot 0,011} = 0,0689^{1,58} = 0,0146 \text{ м} = 1,46 \text{ см.}$$

Т.о. при стекании по склону ( $i = 0,17$ ) водного потока глубиной, более чем 1,46 см будет иметь место волновое движение.

В случае равномерного движения водного потока по этому склону средняя скорость равна:

$$V = C\sqrt{Hi} = 6,26\sqrt{0,0146 \cdot 0,17} = 0,41 \text{ м/с.}$$

Но т.к.  $V_g = 1,5V$ , то реальная скорость потока по поверхности склона будет:

$$V_g = 1,5 \cdot 0,41 = 0,615 \text{ м/с.}$$

Для тощих суглинков с содержанием частиц (диаметром 0,005-0,05 м) 20-40% при плотности 1,20-1,65 т/м<sup>3</sup> незродирующая скорость по данным [19] составляет 0,25 м/с.

Т.о. на данном участке при заданных условиях будет наблюдаться эрозия склона т.к.

$$0,615 \text{ м/с} > 0,250 \text{ м/с.}$$

Следовательно, необходимо принять надлежащие противоэрозионные меры.

## **7.2. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРОТИВОЭРОЗИОННЫХ МЕРОПРИЯТИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕТИВЕРОВЫХ РАСТЕНИЙ**

Эрозионные процессы на горных и предгорных участках склонов обычно протекают интенсивно со значительным потерей почвенного покрова, что крайне отрицательно отражается на экологическую обстановку окружающей среды. Эти потери в некоторых случаях достигают катастрофических масштабов, нередко смывая почву до самых коренных пород.

При подобных условиях, с учетом труднодоступности горных местностей, крайне сложно применять даже наиболее простые и малогабаритные виды гидротехнических сооруже-

ний [49], и преимущество следует отдавать легким видам противоэрозионных сооружений из местного плетневого и фашинного, а также бревенчатого материала [43]; могут найти также применение различные виды стеблевых растений, посаженные на крутых склонах на определенном расстоянии друг от друга в ряду и между рядами.

При этом следует учитывать самобытность горных почв, характеризующиеся, в отличие от равнинных, пестротой почвенного покрова, сложностью рельефа с учетом его сходимости (конвергентности) или расходимости (дивергентности) склонов, повышенной гумусностью, разнообразием экспозиции склонов и их крутизны, разновидностью растений, значительным разбросом показателей интенсивности осадков и т.д. и, что особенно важно – преобладание стока над просачиваемостью; последнее является чудь не основной причиной деградации земель в горных регионах. Поэтому разумно подобранные противоэрозионные мероприятия следует осуществлять сразу при появлении первых же признаков эрозии.

Во многих публикациях дается емкая и обстоятельная информация об эрозионных явлениях, впервые для практики предлагаются методы и способы количественной оценки водной эрозии практически почти для любых случаев, встречающихся в природе.

Однако, главенствующую роль в проблеме борьбы против эрозионных явлений в горных условиях в случае их масштабности следует отнести своевременному осуществлению комплекса мероприятий, в том числе инженерного характера. В отдельных случаях при значительных уклонах поверхности склона и труднодоступности местности весьма эффективным может оказаться способ разведения различных видов растительности, желательной из местной флоры, которые адаптированы к конкретным условиям, быстро растут, отличаются плотной и глубокой корневой системой и характеризуются

почвосберегающими свойствами. Эти растения своей корневой системой как бы армируют охваченную им в почве пространство.

В арсенале способов борьбы против эрозии склонов до последнего времени мало внимание уделялось обоснованным расчетным методом по установлению оптимального расстояния между растениями с целью минимизации эрозионного процесса. Они, при удачном их подборе и разумном размещении способны если не полностью, то заметно уменьшать смыв почвы. К этим видам растений следует отнести ветиверовые (*Vetiveria Ziziniodes*) и подобные им растения, удачно приспособляемые, особенно, к аридным условиям климата.

Учет некоторых показателей этих растительностей и их группы (например диаметр ствола, развитость корневой системы, расстояние между стеблями в ряду и расстояние между рядами и т.д.), предназначенных в качестве "зеленой дамбы" для уменьшения скорости потока и задержания твердого стока могут сыграть значительную роль, при усилении их почвоохранных свойств.

При создании математической модели рассматриваемой задачи за основу следует принять определенную схему, соответствующую естественно-природным условиям самого эрозионного процесса и показателям зеленых насаждений.

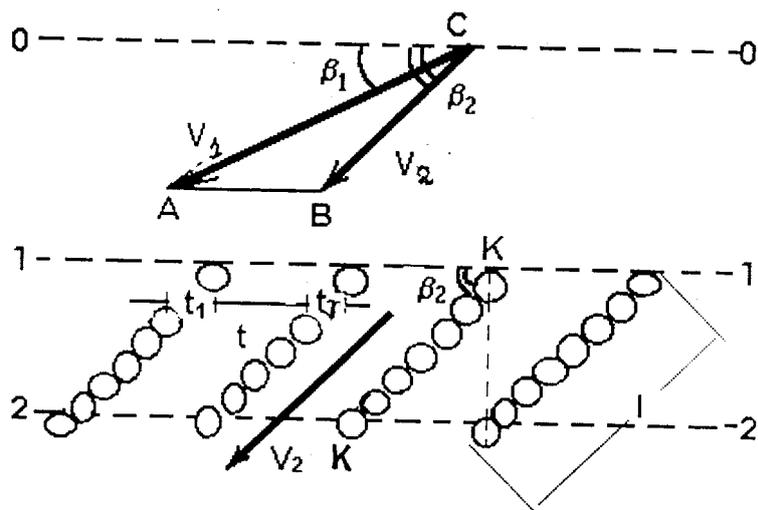
Обычно, во время водной эрозии почв, водный поток представляет собой транспортирующую, а компоненты почвы – твердые частицы – транспортируемую среду, скорость перемещение которой в силу её высокой плотности, часто меньше скорости водного потока, она как бы отстает от водного компонента. Естественно, что не исключается случай перемещения водного потока и транспортируемого им глинистых и коллоидных частиц (обычно весьма малых размеров  $<0,05$  мм) с одинаковой скоростью.

Следовательно, во время эрозионного процесса движение

слоя воды по склону следует рассматривать, как движение двухфазовой среды.

В свете этих рассуждений установление потери напора водного потока при его прохождении между стеблями искусственно посаженных на поверхность склона растений дает возможность судить о понижении транспортирующей способности потока, что со своей стороны является средством смягчения эрозионного процесса [50].

**Случай 1.** Допустим, что стебли растений (ветивера) расположены на склоне по схеме, представленной на рис. 7.2.1.



**Рис. 7.2.1.** Расчетная схема для установления потери напора при прохождении склонового стока между рядами ботанических валов или других легких противозерозивных сооружений

Расстояние  $t$  между стеблями в ряду значительно больше, чем диаметр  $t_1$  отдельного стебля т.е.  $t \gg t_1$ .  $\beta_1$  – угол между направлением потока, передвигающийся со скоростью  $V_1$  и плоскостью 0–0, расположенной перед фронтом

растений до створа 1–1.  $\beta_2$  – угол наклона ряда растений по глубине фронтальной части, совпадающий с углом между вектором скорости  $V_2$  и плоскостью 1–1, т.е. угол между линиями 1–1 и  $K-K$ .

Резкое изменение направления скорости склонового стока с помощью плотно размещенных рядов стеблевых растений (или из других видов) способствует заметному уменьшению не только транспортирующей способности склонового стока, но и его размывающей способности.

В инженерной практике нередко применяются методы аналогии с использованием основных положений из смежных областей науки. Так, например, гидравлический расчет противозерозионных сооружений упомянутого выше типа, можно осуществить по аналогии расчета гидротурбин с плоскими лопастями, обеспечивающими интенсивное гашение кинетической энергии поступательного потока [50]; в данном случае ряды стеблей растений следует расположить таким образом, чтобы при прохождении струи воды между ними с изменением направления вектора скорости происходила бы максимальное гашение энергии потока (потеря напора) ради понижения значения размывающей скорости желательной до её неразмывающей величины.

Подобный механизм будет способствовать осаждению частиц взвеси между стеблями растений и созданию т.н. "зеленой дамбы", способствующей отложению в данном створе значительной части транспортируемого водным потоком твердого стока. Установление величины потери напора можно осуществить следующим образом.

Учитывая, что средняя скорость стока перед фронтальной плоскости ряда растений равна  $V_1$ , а средняя же скорость между растениями в рядах –  $V_2$ , а также  $t \gg t_1$ , то можно величиной  $t_1$  пренебречь и принять во внимание лишь рассто-

яние  $t$  между соседствующими в ряде растениями. При этом следует предполагать, что стебли растений довольно устойчивы по отношению воздействия наносонесущего потока, чему должно способствовать сильно развитая корневая система.

Уравнение движения на направление  $K-K$  (рис. 7.2.1) будет

$$p_2 - p_1 = \rho V_1^2 \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \cos(\beta_2 - \beta_1) - \rho V_2^2; \quad (7.2.1)$$

Здесь  $p_2 - p_1$  разность давлений в соседствующих створах 1-1 и 2-2;  $\rho$  – плотность потока.

Уравнение неразрывности в рамках рассматриваемой задачи будет иметь вид:

$$\rho t V_1 \sin \beta_1 = \rho t V_2 \sin \beta_2; \quad (7.2.2)$$

откуда

$$\frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} = \frac{V_2}{V_1}. \quad (7.2.3)$$

Вставляя (7.2.3) в (7.2.1) будем иметь:

$$p_2 - p_1 = \rho V_1 V_2 \cos(\beta_2 - \beta_1) - \rho V_2^2. \quad (7.2.4)$$

Пользуясь уравнением Бернулли [10] взамен (7.2.4) получим:

$$p_2 - p_1 = \Delta p = 0.5 \rho [V_1^2 - 2V_1 V_2 \cos(\beta_2 - \beta_1) + V_2^2]. \quad (7.2.5)$$

На основании теоремы косинусов очевидно, что выражение в квадратных скобках соответствует отрезке  $AB$  (рис. 7.2.1), т.е. разность векторов  $V_1$  и  $V_2$ .

Ясно, что при  $\beta_2 - \beta_1 = 0$ ;  $\cos 0^\circ = 1$  и тогда из равенства (7.2.5) следует:

$$\Delta p = 0.5 \rho (V_1 - V_2)^2, \quad (7.2.6)$$

т.е. получаем значение потерь, которое известно в гидравлике под названием теоремы Борда [10].

Определяя отрезок  $AB$  из треугольника  $ABC$  по теореме

синусов и сопоставив его с общеизвестной зависимостью гидравлики [10] получим:

$$\Delta h = \xi \frac{V_1^2}{2g}, \quad (7.2.7)$$

где

$$\xi = \frac{2g\Delta h}{V_1^2} = \frac{\sin^2(\beta_2 - \beta_1)}{\sin \beta_1}.$$

Здесь  $\Delta h$  – разность глубин потока перед фронтальной плоскости (створ 1–1) и плоскости 2–2.  $\xi$  – безразмерный коэффициент потери по величине которой можно судить об эффективности гашения энергии потока.

Как явствуют из зависимости (7.2.5), численное значение потери энергии потоком в основном зависит от величины угла  $\beta_2$ , т.е. от ориентации линии  $BC$  расположения стеблей растений вглубь их рядов за фронтальной плоскостью, что способствует изменению направления движения потока.

**Случай 2.** Когда диаметр одного стебля (или поперечное сечение других оград из плетневых, фашинных, бревенчатых материалов) того же порядка, что и расстояние между ними, (т.е. препятствия, расположенные во фронтальной плоскости находятся на небольшом расстоянии друг от друга), то тогда условие  $t \gg t_1$  не будет удовлетворяться.

Для данного конкретного случая количество движения на направление  $K-K$  примет вид:

$$\begin{aligned} p_1(t+t_1)\sin \beta_2 + \rho V_1^2(t+t_1)\sin \beta_1 \cos(\beta_2 - \beta_1) = \\ = p_2 t \sin \beta_2 + \rho V_2^2 t \sin \beta_2 \end{aligned}, \quad (7.2.8)$$

откуда разность давлений будет:

$$p_2 - p_1 \frac{t+t_1}{t} = \rho V_1^2 \frac{(t+t_1)}{t} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \cos(\beta_2 - \beta_1) - \rho V_2^2. \quad (7.2.9)$$

С другой стороны, согласно уравнения неразрывности:

$$\rho(t+t_1)V_1 \sin \beta_1 = \rho t V_2 \sin \beta_2, \quad (7.2.10)$$

получаем, что:

$$\frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} = \frac{tV_2}{(t+t_1)V_1}, \text{ или } V_2 = \frac{t+t_1}{t} \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} V_1. \quad (7.2.11)$$

Вставляя (7.2.11) в (7.2.9), будем иметь:

$$p_2 - p_1 \frac{t+t_1}{t} = \rho V_1 V_2 \cos(\beta_2 - \beta_1) - \rho V_2^2. \quad (7.2.12)$$

Из уравнения Бернулли [10] следует, что

$$p_2 = p_1 + 0.5\rho V_1^2 - 0.5\rho V_2^2. \quad (7.2.13)$$

Подстановка (7.2.13) в (7.2.12) дает:

$$\begin{aligned} \Delta p &= p_1 \left(1 - \frac{t+t_1}{t}\right) = p_1 \frac{t_1}{t} = \\ &= 0.5\rho V_1^2 - \rho V_2 V_1 \cos(\beta_2 - \beta_1) - 0.5\rho V_2^2 \end{aligned} \quad (7.2.14)$$

Таким образом, соотношение  $t_1/t$  представляет коэффициент потери давления, который выражает искомую величину через  $p_1$ .

Перепишем (7.2.14) следующим образом:

$$p_1 = \frac{t}{2t_1} \rho [V_1^2 - 2V_1 V_2 \cos(\beta_2 - \beta_1) - V_2^2], \quad (7.2.15)$$

тогда, учитывая, что  $p = \gamma h$  и  $\gamma = \rho g$ , полученное выражение дает возможность определить значение давления перед фронтальной плоскости растений, т.е. в сечении 1-1, или что то же самое:

$$h_1 = \frac{t}{2t_1 g} [V_1^2 - 2V_1 V_2 \cos(\beta_2 - \beta_1) - V_2^2]. \quad (7.2.16)$$

Тогда перепад напора с учетом  $\Delta p = p_1 \frac{t_1}{t}$  будет:

$$\Delta h = h_1 \frac{t}{t_1}. \quad (7.2.17)$$

Зависимости (7.2.15) и (7.2.16) определяют величину  $V_2$  в плоскости 2–2 между рядами растений.

При  $\beta_2 - \beta_1 = 0$  из (7.2.15) будем иметь:

$$p_1 = \frac{t}{t_1} \rho \frac{(V_1 - V_2)}{2}. \quad (7.2.18)$$

Приведенные зависимости дают также возможность осуществить расчеты не через  $t$  и  $t_1$ , а с помощью миделевой площади растений  $\omega_1$ , покрываемой водным потоком и площади живого сечения межстеблевого пространства  $\omega$ . Тогда:

$$p_1 = \frac{\omega}{\omega_1} \rho \frac{(V_1 - V_2)}{2} \quad (7.2.19)$$

или

$$h_1 = \frac{\omega}{\omega_1} \frac{(V_1 - V_2)}{2g}. \quad (7.2.20)$$

Скорость  $V_2$  выразим через  $V_1$ , тогда:

$$V_2 = V_1(1 + \omega_1/\omega). \quad (7.2.21)$$

Если вставить это выражение в (7.2.18), то будем иметь, что

$$p_1 = \xi_1 \rho \frac{V_1^2}{2} \quad (7.2.22)$$

или

$$h_1 = \xi_1 \frac{V_1^2}{2g}, \quad (7.2.23)$$

где  $\xi_1 = \frac{(\omega - \omega_1)^2}{\omega_1 \omega}$  представляет собой коэффициент гидравлических потерь при вхождении потока воды в межстеблевом пространстве растений.

Далее для установления транспортирующей способности

склонового стока можно воспользоваться известной зависимостью академика Е.А. Замарина [10], имеющий вид:

$$\rho_T = 11V \sqrt{\frac{Vhi}{W}} \text{ кг·с/м}^3, \quad (7.2.24)^*)$$

где  $V$  – скорость стока;

$h$  – глубина потока;

$i$  – уклон склона;

$W$  – средневзвешенная гидравлическая крупность наносов.

Длину " $l$ " рядов наклоненных под углом  $\beta_2$  (рис. 7.2.1) стеблевых растений или других сооружений можно установить следующим образом:

$$l = \frac{t}{\cos \beta_2}. \quad (7.2.25)$$

Приведенные зависимости дают возможность судить об эффективности гашения избыточной энергии склонового стока и об уменьшений транспортирующей способности твердых включений потока.

Подобные сооружения можно размесить на склонах зигзагообразно на определенных расстояниях друг от друга в зависимости от величины защищаемой от водной эрозии площади.

Практическое применение изложенного метода расчета проиллюстрирован примером, для случая, когда  $t$  и  $t_1$  соизмеримые величины.

### **Пример 7.2.**

Следует установить количество осажденных между

---

\*) Зависимость академика Е.А. Замарина дает результаты в МКГСС (технической) системе единиц. Для установления транспортирующей способности потока можно также воспользоваться другими общеизвестными зависимостями.

рядами стеблевых растений наносов, стекающих вместе с водным потоком со склона. Расстояние между рядами стеблевых растений вдоль фронтальной плоскости 1–1 (рис. 7.2.1)  $t = 1.5$  м; диаметр отдельных стеблей  $t_1 = 0.17$  м. Скорость стекающего со склона потока на участке выше фронтальной плоскости  $V_1 = 1.7$  м/с; уклон поверхности склона  $i = 0,0005$ ,  $\beta_1 = 40^\circ$ ,  $\beta_2 = 60^\circ$ . Средневзвешенная гидравлическая крупность наносов  $W = 0.0018$  м/с.

**Решение.**

По формуле (7.2.11) скорость стока в сечении 2–2

$$V_2 = V_1 \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \frac{t + t_1}{t} = 1.7 \frac{0.642}{0.866} \cdot \frac{1.5 + 0.17}{1.5} = 1.4 \text{ м/с.}$$

По формуле (7.2.16) глубина потока в створе 1–1:

$$h_1 = \frac{1.5}{2 \cdot 0.17} \cdot 9.81 \left[ 1.7^2 - 2 \cdot 1.7 \cdot 0.940 \cdot 1.4 - 1.4^2 \right] = 0.16 \text{ м.}$$

Перепад давления по формуле (7.2.17):

$$\Delta h = h_1 \frac{t_1}{t} = 0.16 \frac{0.17}{1.5} = 0.018 \text{ м} \approx 0,02 \text{ м} = 2,0 \text{ см,}$$

тогда  $h_2 = h_1 - \Delta h = 0.16 - 0.02 = 0.14$  см.

Транспортирующая способность потока в створе 1–1 по зависимости (7.2.4) будет:

$$\rho_{T(1-1)} = 11.0 \cdot 1.7 \sqrt{\frac{1.7 \cdot 0.16 \cdot 0.0005}{0.0018}} = 5.14 \text{ кг·с/м}^3.$$

В данном случае принимается, что нагрузка потока наносами соответствует его транспортирующей способности.

Для створа 2–2  $V_2 = 1.4$  м/с,  $h_2 = 0.14$  м.

Транспортирующая способность потока смеси равна:

$$\rho_{T(2-2)} = 11.0 \cdot 1.4 \sqrt{\frac{1.4 \cdot 0.14 \cdot 0.0005}{0.0018}} = 3.59 \text{ кг·с/м}^3.$$

За счет изменения (уменьшения) скорости между

створами 1–1 и 2–2 разность транспортирующих способностей потока равна:

$$\Delta\rho_T = \rho_{T(1-1)} - \rho_{T(2-2)} = 5.14 - 3.59 = 1.55 \text{ кг}\cdot\text{с}/\text{м}^3.$$

Это означает, что из каждого кубического метра воды, проходящего между створами 1–1 и 2–2 в единицу времени будут осаждают наносы в количестве 1,55 кг.

Пересчет полученных данных на общую ширину потока с учетом продолжительности движения стока уже не представляет трудности.

Таким образом, резкое изменение направления движения потока на склоне с помощью легких противэрозионных сооружений из ботанических валов значительно уменьшает размывающую и транспортирующую способность потока. Степень гашения избыточной кинетической энергии поверхностного стока можно регулировать углом  $\beta_2$  наклона противэрозионных легких конструкции из местного материала (растения) без полного перекрытия поверхностного стока, что может увеличить эрозионные процессы за счет перелива стока через поперечные препятствия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая книга является попыткой изложить результаты исследований авторов за последние годы. Их значительная часть опубликована как в ведущих зарубежных журналах ("Гидротехническое строительство", "Метеорология и гидрология", "Экологические системы и приборы", "Инженерная экология"), так и в республиканских изданиях (Сообщения АН Грузии, в тематических сборниках Института водного хозяйства и др.).

Авторы исходили из интерпретации процесса динамики селей с позиции одномерной трактовки. Хорошо известно, что одно и то же движение может быть одномерным в одной системе координат и двумерным – в другой системе координат (например: движение тела по окружности радиусом  $R$  в полярной системе координат одномерный, а в декартовой – двумерный). Для решения конкретных задач исследователь, естественно, выбирает ту систему координат, в которой решение задачи или описание процесса выглядит относительно просто. На данном этапе развития науки по селям более плодотворные результаты получаются в рамках одномерной задачи, поэтому была избрана одномерная трактовка явления, которая относительно проста, а полученные результаты с практической точки зрения приемлемыми.

Авторы сознают, что модель равномерного движения селя, это некоторая абстракция, но учитывая, что решение многих сложных задач динамики невозможно без допущения этого "фиктивного" подхода, пришлось с этим смириться.

Должное внимание в данной книге уделяется волновому режиму движения, в основе которого тоже лежит абстрактная модель равномерного движения.

Исходя из отмеченного, рассмотренные в работе вопросы следует оценивать, как определенный этап на пути раскрытия

сложных явлений, свойственных динамике селевых потоков.

Нужно признаться, что при отборе материала не могли не проявляться личные позиции и оценки авторов, которые послужили основой для принятия предложенной модели движения селей и обоснования многих принятых допущений. Поэтому в некоторых случаях трактовка тех или иных положений может представлять тему для дискуссии, не исключены также некоторые неточности и спорные допущения, которые, обычно, сопутствуют работам подобного характера, за что авторы приносят свои извинения.

Толчком к написанию данной работы послужили невиданные по масштабам природные катаклизмы последних лет, особенно на Кавказе, в форме оползней, крупномасштабных обрушении береговых откосов русел, интенсивно протекающих на склонах широкомасштабных эрозионных процессов, селевых потоков и др.

Для публикации книги послужил стимулом и тот факт, что ведущие журналы РФ и АН Грузии давали зеленый свет публикациям авторов, считая их актуальными по проблеме смягчения ущерба от природных катаклизмов (что активизировались за последние годы в горных регионах), за что авторы приносят огромную благодарность членам редколлегии научных журналов.

## Использованная литература

1. **Натишвили О.Г.** О переносе твердых взвешенных частиц турбулентным русловым потоком. //Труды Груз-НИИГиМ, вып.23, Тбилиси, 1965, сс.159÷174.
2. **Натишвили О.Г.** О некоторых особенностях движения взвесенесущего потока в открытых руслах. //Труды координационного совещания по гидротехнике, вып.36, Ленинград, 1967, с.32÷41
3. **Натишвили О.Г.** К вопросу расчета ирригационных отстойников с механической очисткой. //Труды Груз-НИИГиМ, вып.26, Тбилиси, 1968, с.149÷154.
4. **Натишвили О.Г.** Инженерные методы оценки заиления русл рек и русловых водохранилищ. /Сб. "Заиление водохранилищ и борьба с ними", Москва, 1970, с.128÷133.
5. **Натишвили О.Г., Гольдин Ф.В.** Экспериментальные исследования силового воздействия потока и коэффициента формы на крупные камни./Материалы XV Всесоюзной научно-технической конференции по противоселевым мероприятиям, вып. II, Ташкент, 1978, с. 49÷50.
6. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Движение селей и их взаимодействие с сооружениями. Тбилиси, 2001, 148 с.
7. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Работа водного потока по перемещению камня и прогнозирование экологической ситуации в русле горного водотока. //ж. "Инженерная экология", №5, Москва, 2002, с. 34÷38.
8. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Прогноз возникновения волн в двухкомпонентных (нефть–вода) потоках. //Известия аграрной науки, вып. 2. Тбилиси, 2003, с. 62÷65.
9. **Гагошидзе М.С.** Селевые явления и борьба с ними. Тбилиси, 1970, 386 с.
10. **Штеренлихт Д.В.** Гидравлика. Энергоатомиздат, М., 1984, 640 с.

11. **Уилкинсон У.А.** Изд-во "Мир", М., 1964, 216 с.
12. **Таварткиладзе Н.Е.** Аналитическое определение расхода и средних скоростей потока при ламинарном режиме течения жидкости в каналах со сложными поперечными сечениями. /Труды ГПИ, №13(355), Тбилиси, 1989, с. 30÷33
13. **Черный Е.А.** К вопросу сливных лотков и каналов для равномерного движения вязкой жидкости при ламинарном режиме. //ж. "Нефтяное хозяйство", №7, 1935.
14. **Франкль Ф.И.** К теории движения взвешенных наносов. /Труды Физмат. Фак. Киргизского Гос. Университета, вып. 3, Фрунзе, 1956.
15. **Натишвили О.Г.** Об изменении концепта взвеси вдоль потока за водоприемником ирригационного канала. /Труды координационных совещаний по гидротехнике, вып.39, Изд-во "Энергия", Ленинград, 1968, с.236÷238.
16. **Натишвили О.Г.** Гидравлика безнапорных взвесенесущих потоков. Тбилиси, 1968, 62 с.
17. **Гагошидзе М.С., Натишвили О.Г., Сулаквелидзе Л.А., Тевзадзе В.И.** Некоторые инженерные задачи расчета селевых потоков. /Труды ГрузНИИГиМ, Тбилиси, 1967, вып. 25, с.26÷37
18. **Natishvili O., Dzlierishvili A.** Solution of Some Practical Problems Connected with a Free Flow Motion in Cohesive Flow. //Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 155, No2, 1997, pp. 228÷230.
19. **Мирицхулава Ц.Е.** Опасности и риски на некоторых водных и других системах. Тбилиси, 2003, 537 с.
20. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Волны в связанных селевых потоках. //ж. "Метеорология и гидрология", М., №2, 2003, с. 91÷96.
21. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Учет некоторых особенностей расчета селепропускных сооружений. //ж.

- "Гидротехническое строительство", №9, 2006.
22. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкостей и газа. М., 1970, 204 с.
  23. **Христианович С.А.** Неустановившееся движение в реках и каналах. //Сб. "Некоторые новые вопросы механики сплошной среды". Изд. АН СССР, 1938.
  24. **Маккавеев В.М., Коновалов И.М.** Гидравлика. Речиздат, М.-Л., 1940, 642 с.
  25. **Мелещенко Н.Т.** Применение теории длинных волн малой амплитуды к вопросам суточного регулирования. //Изв. НИИ гидротехники, т.27, М.-Л., 1940, с.31÷63
  26. **Астарита Дж., Маруччи Дж.** Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей. Изд-во "Мир", М., 1978, 309 с.
  27. **Арсенишвили К.И.** Воздействие набегающих волн на гидротехнические сооружения. Изд-во "Сабчота Сакарт-вело", Тбилиси, 1961, 183 с.
  28. **Пригожин И.** Введение в термодинамику необратимых процессов. М., ИЛ, 1960.
  29. **Натишвили О.Г.** Об устойчивости движения наносонесущего турбулентного потока при течении с большими скоростями в руслах с крутыми уклонами. //Труды ГрузНИИГиМ, вып.22, Тбилиси, 1963, с.67÷76
  30. **Баренблатт Г.И.** О движении взвешенных частиц в потоке. //ж. ПММ, М., 1953, т.XVII, вып.3
  31. **Natishvili O.** Cohesive Mudflow Wave Motion. //Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 157, No2, 1998, pp.258÷260
  32. **Виноградов Ю.Б.** Этюды о селевых потоках. Ленинград, Гидрометеиздат, 1980, 144 с.
  33. **Григорян С.С.** Новый закон трения в механизм крупномасштабных горных обвалов и оползней. //ДАН СССР, 1979, том 244 №1, с. 846÷849.
  34. **Беручашвили Г.М., Кокоришвили В.И.** Некоторые

- результаты исследования селевых потоков. //Труды КазНИИГМИ, вып. 33, Вопросы изучения селей. Гидрометиздат, М., 1969, с. 41÷62.
35. **Виноградов Ю.Б.** Некоторые вопросы формирования селевых потоков и методика их расчета. //Труды КазНИИГМИ, вып. 33, Вопросы изучения селей. Гидрометиздат, М., 1969, с. 5÷29.
36. **Aratano M., Deganutti A. Mazchil** Debris Flow Monitoring Activities in an Instrumental Watershed on the Italian Alps. //Debris-Flow Hazard Mitigation. Proceeding of First International Conference. San Francisco, 1997, ASCE, pp. 506÷515.
37. **Hirano M., Harada T., Banihabib M., Kawahara K.** Estimation of Hazard Area Duct to Debris Flow. //Debris-Flow Hazard Mitigation. Proceeding of First International Conference. San Francisco, 1997, ASCE, pp. 697÷706.
38. **Jakob M., Rundz O., Thomson B.** Two Debris Flow Anomalously High Magnitude. //Debris-Flow Hazard Mitigation. Proceeding of First International Conference. San Francisco, 1997, ASCE, pp. 382÷394.
39. **Мелик-Нубаров С.Г.** Усовершенствование водоприемника донной решеткой. //Труды ГрузНИИ механизации и электрификации сельского хозяйства. Вып. 2, Тбилиси, 1957, с.51÷71.
40. Методические рекомендации по гидравлическому расчету селезадерживающих и селепропускных сооружений. Тбилиси, 1978, 58 с.
41. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Расчет напорного и безнапорного движения связного селя в галереях. //ж. "Гидротехническое строительство", №7, 2004, с. 20÷23.
42. **Бергер И.Л., Малютов Р.Р.** Сопротивление материалов. М., Наука, 1986, 600 с.
43. **Мирицхулава Ц.Е.** Оценка частоты появления селей катастрофического характера. //ж. "Гидротехническое

- строительство", М., №5, 1988.
44. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Установление высоты волны повышения при входе связного селевого потока в напорных сооружениях. //ж. "Гидротехническое строительство", М., №5, 2005, с. 20÷26.
  45. **Garson B.** Erosion and Sedimentation Process in the Nepalese Himalaya. //ICIMOD Occasional Paper №2/ Kathmandu, Nepal, August, 1985, p. 39.
  46. **Самойлович Г.С.** Газодинамика. Машиностроение, 1990. 375 с.
  47. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Расширение связного селевого потока на конусе выноса. //Метеорология и гидрология, №7, 2000, с. 97-100.
  48. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Влияние волнового режима движения водного потока по склону на интенсивность эрозии почв. //Сб. Научных трудов "Экологическая безопасность, устойчивость и надежность водохозяйственных и гидромелиоративных объектов". Тбилиси, 2005, с. 146-149.
  49. **Мирицхулава Ц.Е.** Противозерозонные гидротехнические сооружения. Тбилиси, изд-во "Мецниереба" ("Наука"), 2005, 270 с.
  50. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Расчетная модель почвоохранного мероприятия с использованием стеблевых растений. //Экологические системы и приборы, №9, 2006, с. 40-43.
  51. **Тевзадзе В.И., Гавардашвили Г.В.** Определение скорости связного селевого потока с учетом коэффициента лобового сопротивления воздуха. //Сообщения АН Грузии, т. 151, №3, 1995, с. 444-447 (на груз. языке)
  52. **Тевзадзе В.И., Гавардашвили Г.В.** Установление расходов турбулентных селевых потоков с учетом гидрологических показателей водосбросного бассейна. //Сообщения АН Грузии, т. 148, №1, 1993, с. 77-79.

## Алфавитный указатель

- А**  
Автомагистрали 169,176  
Аксиоматическая точка зрения 32  
Аэрация потока 123
- Б**  
Безволновой профиль 122  
Безнапорное движение 34, 35,36  
Береговой откос 150  
Бернулли уравнение 142,191  
Борда теорема 191  
Бурный режим движения 57  
Быстроток 122,123,124,125, 127,128
- В**  
Ветиверовые растения 186, 188,189  
Внутреннее трение 151  
Водная эрозия 187,188,195  
Водосбросное сооружение 123  
Волна возмущения 119,120, 121,131,134  
Волна моноклиальная 93, 106,107,108,111,112,113, 148  
Волна сработки 118  
Волновое движение 63,93, 126,142,179,181,186  
Волновой режим 123,128, 130  
Волновой режим движения 181,182,198  
Волнообразное формирование селя 32,107,145  
Волны 93,95,96,98,99,100, 101,102,103,104,106,107, 108,109,110,111,112,113, 116,117,119,120,121,122, 134,136,137,138,139,142, 143,145,147,148,176,177, 178,179,180,182,183,184  
Волны динамические 93,94, 103,104,105,110,113,137, 138,139,140,142,143,144, 182,184  
Волны моноклиальные 93, 106,107,108,111,112,113, 148  
Волны непрерывные 93,95, 96,98,99,100,102,105,138,1 81,182,183,184  
Волны ударные (динамические) 93,94  
Вторичные течения 42  
Высота волны 111,112,113, 119,120,121,131,176,180  
Вязкость 41,42,56,94,97,169, 175  
Вязкость эффективная 41,94  
Вязкопластическая модель 24
- Г**  
Гидравлическая крупность 19, 20,51,130,195,196

Гидравлический прыжок 58, 111,113,114,116  
 Гидравлический радиус 76  
 Гидравлический уклон 45, 76,118  
 Гидростатическое давление 109  
 Гидротехнические сооружения 124,186  
 Глыба камней 49  
 Головная (фронтальная) часть селя 89,90,91,92,107  
 Градиент скорости 33,34,41, 138  
 Градиентный слой 38,39,170, 171,172,173,175  
 Грязевая масса 30,31  
 Грязекаменный поток 31  
 Гуково тело 24  
 Д  
 Двухкомпонентный поток 15, 23,138,139,142,143  
 Двухфазное течение 15,18  
 Двухфазный поток 15,16,18, 19,20,23,26,27,48,50,128  
 Де-Вале–Оствальда модель 40  
 Девиатор напряжения 25  
 Деформация 19,23,25  
 Дивергентность 187  
 Дилатантная жидкость 41  
 Динамический коэффициент вязкости 35,37,170  
 Динамическая волна 93,94, 103,104,105,110,113,137, 138,139,140,142,143,144, 182,184  
 Динамическое напряжение сдвига 38,104  
 Дискретная система 15  
 Диссипация 126  
 Длина выброса 156  
 Длина подпора 60  
 Длинные волны 98,105,106, 114,118,130,136  
 Донные наносы 68  
 Е  
 Естественный откос 152,155, 157,158,159,160  
 Ж  
 Железные дороги 124,169, 176  
 Живое сечение 16,17,26,27, 28,42,43,45,50,84,85,93,96, 108,129,138,143,151,156, 158,159,172,175,179,182, 183,184,194  
 Жидкий сток 181  
 З  
 Заиление водохранилища 19  
 Застойная зона 42  
 Затухающая волна 42,111  
 И  
 Ирригационный отстойник 19,20  
 К  
 Капельная жидкость 15

- Касательное напряжение 18, 29,34,35,36,38,40,42,43, 104
- Квазиконтинуум 16,94,176
- Квазиодномерное течение 15
- Кельвина модель 24
- Кинематический коэффициент вязкости 37,56,172
- Количество движения 51, 109,114,129,153,178,192
- Коллоидная взвесь 31,49
- Коллоидные частицы 16,94, 188
- Конвергентность 187
- Контактная поверхность 15, 18,34,35,70,89,99,128,151
- Конус выноса 145,150,151, 152,153,154,155,156,157, 159
- Концентрация 18,27,28,48, 50,51,67,110,114,115,129, 130,161
- Концентрация массовая 27
- Концентрация наносов 115, 130,161
- Концентрация наносонесущего потока 114
- Концентрация объемная 27,28,50,67,114,129
- Контактная плоскость потока и русла 33
- Корреляционные соотношения 16
- Коэффициент вязкости 35, 37,56,170,182
- Коэффициент скольжения 20,75,172,184
- Коэффициент трения 68,69, 70,75,85,145,172,173
- Коэффициент формы 22,71, 80
- Коэффициент Шези 76,85, 167,173,183,185
- Коэффициент шероховатости 57,85,151,185
- Кривая подпора 58,59,120
- Кривая свободной поверхности 52,55,56,102,120
- Кривая спада 120
- Кривая течения 25
- Критерий устойчивости 123, 126,130
- Критическая глубина 57,61, 114,117
- Критические характеристики 56
- Л
- Лагранжа формула 104,184
- Ламинарный поток 125
- Ламинарный режим движения 36,173
- Ливневой паводок 31,128
- М
- Малых возмущений метод 119
- Массовый расход 27

Мера консистенции смеси 41  
 Миделево сечение 70  
 Микроселевые потоки 145  
 Многофазная среда 15  
 Модель 17,18,23,24,25,27,32,  
 34,37,39,40,45,145,188,  
 198,199  
 Модуль расхода 52,53  
 Момент инерции кручения  
 42,112,173  
 Моноклиальная (единич-  
 ная) волна 93,106,107,108,  
 111,112,113,148  
 Моренные отложения 31  
 Мостовой переход 176  
 Мощность водного потока  
 22,83,87  
 Н  
 Наносонесущий поток 18,19,  
 47,48,49,50,51,52,66,114,  
 118,122,123,124,125,128,  
 130,136,161,162,168,191  
 Напорное движение 169,170,  
 178,179,180  
 Напряжение 18,23,25,29,34,  
 35,38,40,104,110,169,174  
 Напряжение сдвига 34,38,  
 104,169  
 Начальное сопротивление  
 сдвигу 42,110  
 Неньютоновская жидкость  
 32,33,34,35,37,38,40,42,43,  
 44,104,122  
 Неравномерное движение  
 26,52,62  
 Непрерывная волна 93,95,96,  
 98,99,100,102,105,138,181,  
 182,183,184  
 Непризматическое русло 47,  
 62  
 Неразрывности условие 95,  
 183  
 Неразрывающая скорость  
 182,184,190  
 Несвязный сель 16,31,48,49,  
 68,167  
 Нестационарные жидкости  
 34  
 Неустановившееся движение  
 49,63,65,107,117  
 Неустойчивость длинных  
 одномерных волн 105,106  
 Неустойчивый режим 123,  
 127,128  
 Неэродирующая скорость  
 186  
 Нормальное напряжение 42  
 Ньютоновская жидкость 24,  
 32,34,35,36,37,40,41,42,43,  
 44,104,105,110,111,169  
 О  
 Обломочная масса 30  
 Обратная волна 176,177,178,  
 179,180  
 Объем выноса 157,159,160  
 Объемная концентрация 27,

28,50,67,114,129  
 Объемный вес 20,22,37  
 Объемный расход 27  
 Одномерное движение 19,26,  
 27,45,47,48,49,50,52,66,  
 128  
 Однофазный поток 16,17,18,  
 27,48  
 Оросительный канал 19  
 Осесимметричное движение  
 29  
 Относительная глубина 39,  
 56  
 Отстойник 19,20  
 П  
 Паводковая волна 107  
 Переменный расход вдоль  
 пути 19,20,49,52,94,95,99,  
 100,102,145,164  
 Пластичная среда 41  
 Пластическое тело 24  
 Плотность жидкости 15,37  
 Плотность потока 32,178,191  
 Плотность селевой смеси 16,  
 31,94  
 Поверхность раздела 15,18,  
 137  
 Поверхностный сток 197  
 Подледниковые отложения  
 31  
 Подмостовое пространство  
 176,177,180  
 Пойма русла 150  
 Показатель неньютоновско-  
 го поведения 41  
 Поперечное сечение прямо-  
 угольное 35,42,43,53,55,  
 56,97,109,112,120,136,143,  
 152,170,173,177  
 Построение модели 23  
 Поступательный поток 22,  
 77,93,95,99,100,102,111,  
 115,117,123,128,144,151,  
 153,163,190  
 Полифазная среда (поток)  
 15,16,27  
 Почвенная поверхность 181  
 Почвенный покров 186,187  
 Почвоохранные мероприя-  
 тия 181  
 Предел текучести 34  
 Прерывная волна 116  
 Призматический канал 42,44  
 Призматическое русло 47,52,  
 54,56  
 Пристеночный граничный  
 слой 34  
 Продукты разрушения гор-  
 ных пород 94,107  
 Противоселевое сооружение  
 84,91,92,155,162,163,164,  
 166,167,169,176  
 Противозрозионное соору-  
 жение 187,189,190,197  
 Профиль поверхности волны  
 102,147,148,149

- Псевдопластики 41  
 Пульсационная скорость 18  
 Р  
 Равномерное движение 32, 44,46,55,57,109,118,119, 120,121,122,123,125,127, 128,130,131,135,138,146, 184,186,198  
 Равномерное поступательное движение 107  
 Радиус инерции кручения 43  
 Раздельное (расслоенное) движение 16,17,18,20,23, 137,138,139,143  
 Разжижение 49,137,161  
 Размывающая скорость 190  
 Разрывная функция 48  
 Расход жидкости (потока) 34,35,36,37,40,41,52,66,85, 95,96,97,101,157,161,163, 164,165,167,175,178,183  
 Расход селевых потоков 97, 161,163,164,167,176,179  
 Расход сея 56,154,157  
 Рациональное планирование эксперимента 21,22  
 Режим течения (движения) 21,36,44,45,47,50,52,53,56, 57,58,61,65,95,97,107,108, 119,120,122,125,126,128, 130,139,151,170,173,180, 181,182,183,198  
 Рейнольдса число 106,125  
 Релаксация 23  
 Реология 23  
 Реологические модели 23,24, 25  
 Реологическое уравнение 25  
 Русловая деформация 19  
 Русловые отложения 89,153  
 Руслоперегораживающие сооружения 84  
 С  
 Сверхбурный поток 123  
 Сверхкритический режим 126  
 Селевая смесь 30,31,49,56, 63,64,66,89,90,94,99,103, 104,109,110,151,152,161, 169,178  
 Селевой очаг 31,106,146,148, 149  
 Селевой поток 30,31,32,33, 45,46,49,52,53,56,57,58,61, 62,63,65,68,74,89,90,93,94, 95,96,97,98,99,100,102,103, 104,105,107,109,110,112, 114,118,119,120,121,122, 124,130,132,136,137,139, 148,150,152,153,154,155, 159,160,161,162,163,167, 168,169,172,176,179,180, 199  
 Селеобразующий очаг 145  
 Селепропускное сооружение 107,169  
 Сен-Венана тело 24  
 Сен-Венана уравнение 118, 119

Сила давления 68,69,70,72  
 Сила касательная 69,72  
 Сила лобовая 75  
 Сила трения скольжения 72  
 Сила тяжести 18,20,74,104  
 Сила удара потока 92  
 Силовое воздействие потока  
     21,22  
 Система координат 100,198  
 Склоновый сток 190,195  
 Скоростное давление 70  
 Скорость деформации 33  
 Скорость потока 26,35,43,44,  
     45,64,73,75,78,84,85,93,96,  
     97,98,108,109,112,113,125,  
     138,143,151,154,155,156,  
     157,158,159,172,175,178,  
     179,180,183,184,186,188  
 Смоченный периметр 29,  
     151,152  
 Соппротивление движению  
     17,18,45,75  
 Сопряженная глубина 58,59,  
     61  
 Сплошная система 15  
 Составная фаза смеси 16  
 Спокойный режим движения  
     58,59  
 Средняя скорость 17,43,45,  
     51,57,73,77,84,85,96,97,98,  
     108,109,129,138,143,146,  
     151,154,155,175,178,183,  
     184,186,190  
 Статическое (начальное)  
     напряжение сдвига 38,42,  
     104  
 Стационарное движение 27,  
     136,138  
 Стационарное течение 98,  
     122  
 Стационарные жидкости 34,  
     35  
 Стеблевые растения 187,190,  
     195,196  
 Структурная селевая смесь  
     30  
 Структурный (связной) селе-  
     вой поток 31,32,33,34,40,  
     45,46,52,56,57,61,62,63,89,  
     90,93,94,95,96,97,99,100,  
     102,103,104,105,106,107,  
     110,112,118,119,120,121,  
     130,132,136,137,139,150,  
     152,153,154,155,161,169,  
     172,176,180  
     Т  
 Тарировочный прибор 21  
 Твердый компонент 19,20,  
     66,162,163,167  
 Тензор напряжений 25  
 Траектория поверхности  
     волны 101,147  
 Транзитная зона 145,150,  
     151,152,153,154,156,157  
 Транспортирующая способ-  
     ность 19,49,161,163,182,

- 189,190,194,195,196,197  
Трение внутреннее 151,172  
Трение качения 68,69,73  
Трение кинематическое 68  
Трение покоя 68  
Трение скольжения 68,69,70,72  
Трение сухое 24,68  
Турбулентное движение 47,48  
Турбулентный поток 47,125  
Турбулентный (несвязной) селевой поток 31,36,47,49,68,74,75,114,124,161,162,168  
Турбулентная сель 16
- У
- Угол естественного откоса 152,155,157,158,159,160  
Угол свободного растекания 152  
Удельный вес 16,35,51,70,94,109,151,175  
Удерживающая сила 21  
Уклон сопротивления движению 104,110  
Уравнение динамики 17,29,151  
Уравнение динамического равновесия 151,152  
Уравнение неразрывности 16,17,18,29,46,99,100,140,145,191,192
- Уравнение энергии 17  
Ускорение свободного падения 37  
Установившееся движение 50,52,62,65,95,138  
Установившееся плавно изменяющееся движение 47  
Установившийся равномерный поток 36,65  
Устойчивое состояние 30,88,126,127  
Устойчивость длинных одномерных волн 105  
Устойчивый режим 122,128
- Ф
- Фаза 15,17,18,20,27  
Феноменологическая точка зрения 32  
Фиктивная глубина потока 55  
Фиктивная скорость 45  
Флуктуация 126,127  
Фронт волны 108,111,177,179,180  
Фруда число 136
- Ш
- Шведова-Бингама модель 37  
Шероховатая поверхность 107,150  
Шероховатость поверхности 21,22
- Э
- Энтропия 126

Эпюра распределения касательных напряжений 35, 36,38

Эпюра распределения скоростей 35,36,38,170,174

Эрозионные явления

Эрозионный врез 30,32,94, 98, 106,107,145,148,149, 150,155,160

Эрозия почвы 181,185,188

Эффективная вязкость 41,94

Я

Ядро потока 38,39,94,171, 172

Ядро течения 39,94

ΟΑΘΑΘΕΑΑΕΙ Ο ΤΑΥΤΕΑΘΑΑΑΕΑ ΑΕΑΑΑΙΕΑ  
ΒΥΑΕ ΕΑ ΤΑΘΟΓΑΙ ΑΕΘ ΕΓΘΘΕΘΘΘΕ

Υ ΕΑΘ ΓΑΕΕΘΑΕΕΕ, ΑΑΘΘΑΓΑ ΕΑΑΑΡΑ

ΥΑΑΘΥΙ ΧΑΑΕΘ ΑΕΓΑΓΕΕΘ ΘΑΧΘΡΑΕ ΑΑΕ  
(ΘΘΘΘΕ ΑΓΑΑ)

ΘΑΑΑΘΘΙ ΘΕ ΥΙ ΘΓΑ ΓΕΘΥΑΘΕΑΑ  
ΟΑΘΑΘΕΑΑΕΙ Ο ΤΑΥΤΕΑΘΑΑΑΕΑ ΑΕΑΑΑΙΕΘ ΑΑ  
ΘΘΘΑΕΘ ΘΙ ΧΕΘ ΤΑΘΟΓΑΙ ΑΕΘ  
ΤΑΥΤΕΑΘΑΑΑΕΑ ΑΕΑΑΑΙΕΘ ΑΕΑΑΑΙΕΘ ΘΕ  
ΘΑΘΓ. ΤΑΥΓ. ΑΓ ΘΘΓ ΘΕ, ΘΘΓ ΧΑΘΓ ΘΕ

ΘΑΥΑΓΑΓΑΓΑΘΑΕ: ΑΕΑΕ ΑΑΑΑΘΑΑΘΑΕΕΕ  
ΘΑΘΓ. ΤΑΥΓ. ΑΓ ΘΘΓ ΘΕ, ΘΘΓ ΧΑΘΓ ΘΕ

ΕΑΕΕΕΘΕ - 2006