



**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИИ  
ИНСТИТУТ ВОДНОГО ХОЗЯЙСТВА**

**О.Г. Натишвили  
В.И. Тевзадзе**

# **ВОЛНЫ В СЕЛЯХ**

Москва 2011 г.



### **ОТАР ГЕОРГИЕВИЧ НАТИШВИЛИ**

Известный ученый в области гидравлики, гидротехники и инженерной экологии, доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки Грузии, академик Национальной Академии наук Грузии, Академик-секретарь НАН Грузии. Автор 170 опубликованных в Грузии и за рубежом научных работ, в том числе 17 монографий и учебников для технических ВУЗов. Печатается в Российских журналах «Экологические системы и приборы», «Гидротехническое строительство», «Метеорология и гидрология», «Инженерная экология» и др., а также в «Сообщениях НАН Грузии», тематических сборниках Института водного хозяйства Грузии, в научных трудах международных конференций.



### **ВАХТАНГ ИСМАЙЛОВИЧ ТЕВЗАДЗЕ**

Доктор технических наук, профессор, член-корреспондент Грузинской Академии сельскохозяйственных наук, главный научный сотрудник Института водного хозяйства Грузинского политехнического университета. Автор 160 научных публикаций в отечественных и зарубежных престижных научных журналах, в том числе 5 монографий и ряда научно-технических нормативных документов по проблемам охраны окружающей среды, в частности по природным катастрофам. Принимал участие в работе ряда международных конференций и симпозиумов с публикацией своих докладов.

**Национальная Академия Наук Грузии  
Институт водного хозяйства**

**О.Г. Натишвили  
В.И. Тевзадзе**

**ВОЛНЫ В СЕЛЯХ**

**Издательство "Мецниереба"**

**Тбилиси**

**2011**

## **ВОЛНЫ В СЕЛЯХ**

### **Аннотация**

В книге рассматривается круг проблем, связанных с волновым режимом движения гиперконцентрированных наносами (связных, структурных) селевых потоков. Модель равномерного движения селя принимается, как некоторая рабочая "абстракция", служащая инструментом для наглядного представления реальных процессов, протекающих в природе.

Изложены теоретические и практические вопросы прогноза появления волн на свободной поверхности селя для управления ими с целью сохранения устойчивой экологической ситуации в русле и окружающей среде водотока. Предлагаются специальные методы для приближенного расчета гидравлических характеристик селя.

Рассматриваются также элементы теории возможного лавинообразного движения селя.

Работа может заинтересовать специалистов, занимающихся научными исследованиями, проектированием, строительством и эксплуатацией противоселевых сооружений.

## **WAVE IN DEBRIS FLOW**

### **Annotation**

In book considered a number of issues related with wave motion of debris flow which is hyper concentrated with sediment (cohesive, structural debris flow). The model of uniform motion of debris flow receive as „worker abstraction”, which use as instrument for conspicuousness of natural stream's wave processes.

There is presented theoretic and practical issues related with wave formation and stream governance on free surface of debris flow in conditions of non pressure motion for vindicate ecological sustainable situation in water stream and close territory. Described the special methods for calculating of hydraulic characteristic in condition of indicated regime.

Considered either theory elements of the formation of debris flow and its like avalanche motion.

The book will be interesting for specialists, students, bachelors, masters and who are working on doctoral thesis, related with scientific research, projection and adjacent issues of anti debris flow construction.

Редактор: доктор технических наук **Р. Киладзе**

Рецензент: доктор технических наук, профессор **Г. Гавардашвили**

---

**Фотографии, размещенные на обложке, взяты из Интернета.**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие .....	5
1. Введение .....	8
2. Обобщенный метод определения расхода безнапорного "абстрактно"-равномерного движения ньютоновских и неньютоновских жидкостей .....	12
2.1. Вывод основного уравнения .....	12
2.2. Безнапорное и напорное "абстрактно"-равномерное движение гиперконцентрированного наносами (связного) селевого потока .....	23
3. Одномерное уравнение безнапорного движения гиперконцентрированного наносами (связного) селевого потока с переменным расходом вдоль пути и некоторые его частные решения .....	33
3.1. Вывод одномерного уравнения селевого потока .....	33
3.2. Частные решения одномерного уравнения селевого потока .....	35
4. Волновое движение селевых потоков .....	40
4.1. Введение .....	40
4.2. Непрерывные волны в селевых потоках .....	42
4.3. Динамические волны в селевых потоках .....	49
4.4. Исследование неустойчивости длинных одномерных волн в руслах с положительным уклоном dna водотока .....	51
4.5. Исследование "моноклиальных" волн в селевых потоках .....	52
4.6. Устойчивость "абстрактно"-равномерного движения селевого потока в руслах с большим уклоном ....	59
4.7. Определение скорости динамической волны при расслоенном движении разноплотностного (сель, вода) потока .....	71
4.8. Решение задачи малых отклонений на свободной поверхности селевого потока от глубины "абстрактно"-равномерного движения .....	78

5. Модель формирования и остановка селя на конусе выноса .....	82
5.1. Элементы теории волнообразного формирования селя в эрозионном врезе .....	82
5.2. Расширение и остановка селевого потока на конусе выноса .....	87
5.3. О механизме перемещения селевым потоком крупногабаритного скального обломка .....	97
5.4. Параметры селевой массы, сорвавшейся с эрозионного вреза .....	101
5.5. Определение длительности понижения уровня селевых отложений в эрозионном врезе и среднего расхода селя в водотоке .....	105
5.6. Косой гидравлический прыжок селевого потока .....	110
6. Предпосылки гидравлического расчета некоторых противоселевых сооружений.....	118
6.1. Расчет напорного и безнапорного движения селя в галереях .....	118
6.2. Установление высоты волны повышения при входе селевого потока в напорных сооружениях .....	125
6.3. Определение высоты обратной волны повышения селевого потока при его воздействии на поперечную глухую преграду .....	129
6.4. Расчет селесбросных каналов с переменным уклоном дна .....	134
6.5. Определение максимальной высоты препятствия, преодолеваемой селевым потоком .....	140
6.6. Влияние уклона дна водотока на параметры волнового движения селевого потока .....	145
7. Элементы теории лавинообразного движения селевого потока в русле водотока .....	149
Заключение .....	154
Литература .....	157

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель книги – кратко изложить основные результаты исследования авторов за последние годы в области гиперконцентрированных наносами селевых потоков с позиции их волнового режима движения. Селевые потоки обычно приписывают к неньютоновским жидкостям. В гидромеханике ньютоновскую жидкость рассматривают, как нормальную жидкость. Жидкости, которые отклоняются своими характеристиками от ньютоновской жидкости, принято называть аномальными. Подходы к изучению аномальных жидкостей разные [1].

В данной работе основное внимание уделяется инженерным методам расчета.

При более широком подходе к гидромеханике можно убедиться, что ньютоновские жидкости соответствуют сравнительно узкому кругу специальных случаев, тогда как неньютоновские жидкости охватывают широкий спектр аномальных жидкостей [1].

Работу можно рассматривать, как введением в теорию волнового режима движения селевого потока с позиции аномальной жидкости, ограничиваясь одномерным движением.

Исследование волнового режима движения селевых потоков с позиции разных аспектов потребовало бы большой объем книги.

В рамках одномерного подхода скорость, давление, плотность и др. параметры потока зависят от одной координаты, направление которой совпадает с направлением вектора скорости потока.

В действительности, одномерного движения жидкости (как аномальных, так и нормальных) не существует, но при течении

жидкости с большими скоростями, максимальная скорость в любом поперечном сечении потока, как правило, мало отличается от средней скорости, особенно это относится к гиперконцентрированным наносами селевым потокам. В таких случаях движение можно рассматривать, как одномерное, с некоторой средней по сечению скоростью.

Как отмечал акад. Н.Н. Павловский [2, 3]: "долгое время эти науки (гидромеханика и гидравлика) развивались обособленно друг от друга и лишь сравнительно в недавнее время наметилась более тесная взаимная связь их. Попытки, которые сделаны в этом направлении, позволяют надеяться, что в дальнейшем обе науки сольются в одну, куда гидромеханика внесет свою теоретическую строгость и полноту исследования, а гидравлика – свой живой, практический дух".

С тех пор, когда академик Н.Н. Павловский писал эти строки, прошли годы, но пока что слияние этих наук не произошло, но теоретическая база гидравлики значительно обогатилась и свидетельством этого факта можно рассматривать настоящую работу.

Рассматривая с позиции гидравлики задачу, ясно, что теряет смысл представить скорость, давление и др. параметры потока в векторной форме. Поэтому многие гидравлику трактуют, как "квазиодномерную" задачу, так как гидравлические задачи охватывают такие формы движения потока, как плавно изменяющееся неравномерное, волновое движение и др.

Гидравлика, как правило, пользуется определенными показателями по живому сечению потока, снижая точность упрощает действительное явление, заменяя фактический поток "фиктивным" потоком, но одновременно расширяет оперативную возможность применения полученных зависимостей для решения важных инженерных задач.

Полученные таким путем расчетные зависимости, вследствие простоты, при приложении к инженерным задачам, с практической точки зрения, часто дают удовлетворительные

результаты. Для решения "абстрактно"-равномерного режима движения селевых потоков существуют разные подходы.

Ниже приводятся два варианта решения поставленной задачи. Рассмотрим эти подходы, которые мало отличаются друг от друга, но с теоретической точки зрения второй подход нам кажется более общим. В данной работе предпочтение отдано первому подходу, что не умаляет достоинство второго подхода, что будет доказано в следующих наших разработках, где будут использованы возможности решать большинство практических задач по второму подходу. Вторым подходом в данной работе приводится и с той целью, чтобы заинтересовать начинающих научных работников, решать практические задачи методом второго подхода, особенно нерешенных практических задач, которых более чем достаточно.

Перед тем, как рассмотреть эти подходы, необходимо подчеркнуть нашу концепцию поставленной задачи, что неоднократно доказано многими авторами работ, которые занимаются селевой проблемой. Концепция нашего подхода, в основном, излагается во введении данной работы.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные, насыщенные наносами потоки, в том числе и сели, в основном формируются в эрозионных врезках, представляющих собой целую систему русел в верховьях горных водотоков, которые в результате непрерывных разрушений пород и движения их с вышележащих участков заполняются обломочной массой, подвергающихся затем вывертыванию, дроблению, и измельчению под влиянием различных естественных факторов. Образующаяся в результате подобных явлений грязевая масса обволакивает обломочные материалы и заполняет пустоты между ними. Подготовленная таким образом в эрозионном врезе селевая смесь находится в связанном состоянии; достаточно ливня, интенсивного таяния снега, появления грунтовых вод или других подобных причин, чтобы она обрушилась вниз по течению, захватывая по пути скальные обломки, камни, стволы деревьев и т.д. превращаясь в мощный селевой поток с огромной разрушительной силой [4, 5, 6 и др.]

Моренные и подледниковые отложения часто также представляют собой уже подготовленную селевую смесь.

Если эти отложения пропитываются водой на 10-20% (по массе) то при больших уклонах может образоваться грязекаменный поток [4]. При отсутствии ледников обвал подледниковых обнажений также вызывают их движение. Грязекаменные потоки в такой обстановке могут возникать и без ливней.

Селевые потоки могут также формироваться 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, возникает 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 гиперконцентрированного (связного, структурного) грязекаменного потока (если количество ливневых осадков находится в пределах 10-20% веса всей селевой смеси) или несвязного (низко-концентрированного турбулентного) потока (количество ливневых осадков соответствует 70-80% веса всей смеси), или ливневого поводка (количество ливневых осадков более 95% веса смеси) [4]. Плотность гиперконцентрированной смеси 1,8-2,3 т/м<sup>3</sup>; движущая среда – пластический грязекаменный конгломерат.

Турбулентный (низко-концентрированный, несвязной) селевой поток – эта водная среда, часто обогащенная коллоидной взвесью, он транспортирует щебнистую массу и отдельные крупные камни; его плотность меняется от 1,1 до 1,7 т/м<sup>3</sup>, твердые включения 10-70% по массе. Транспортирующая среда – вода или водокolloидная смесь [4].

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 использованные законов механики как ньютоновских, так и неньютоновских жидкостей.

Следует также не упускать из внимания, что в водотоках, где формируются гиперконцентрированные (связные) селевые потоки там возможно также формирование низкоконцентрированных (несвязных) селевых потоков; там где формируются несвязные селевые потоки формирование (в этом конкретном бассейне) связных селевых потоков не обязательно.

Ниже будут рассмотрены гиперконцентрированные наносами (связные, структурные) селевые потоки, как наиболее опасные и разрушающего действия с "абстрактно"-равномерным режимом движения. Они формируются относительно редко, но ущерб наносимый ими окружающей среде настолько внушительен, что они заслуживают особого внимания.

Авторы сознают, что модель равномерного режима

движения гиперконцентрированного селевого потока эта некоторая абстракция, и он в реальных условиях движется волновым режимом [5], но учитывается, что решение многих сложных задач динамики этого явления невозможно без допущения подобного фиктивного подхода.

Несколько слов о термине "селевой поток". Справедливости ради следует отметить, что упомянутый термин не является вполне корректным, т.к. само слово «сель» включает в себе понятие "потока", ибо сель – это движущая 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 работы он доминирует.

Ниже дается упрощенный подход для трактовки действительного процесса селевых потоков с "квазиоднородной" позиции. Этот простейший но удобный для анализа метод исследования, где упрощение осуществляется путем осреднения по живому сечению потока как физических величин составных фраз, так и исходных уравнений еще на стадии их составления, где смесь потока рассматривается как квазиконтинуум, дающая возможность описать поведение полифазных потоков уравнениями однофазной среды.

Подобное допущение позволяет при анализе оперировать средними параметрами и характеристиками смеси (удельный вес, плотность, вязкость и т.д.). Указанные кажущиеся характеристики являются средневзвешенными и не соответствуют свойствам составных элементов смеси (вода, камень, мелкозернистая фракция, коллоидные частицы и др.).

Наряду с отмеченным если трактовать явление с позиции одномерной (гидравлической) задачи, то процесс еще более упрощается и с практической точки зрения (особенно для русловых процессов). Полученные окончательные зависимости 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.) [5, 6].

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 как в лабораторных, так и в полевых условиях [5, 7 и др.].

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 последствия.

В работе не даётся перечень и анализ существующих исследований в области селевых потоков, что потребовало бы значительного объема книги. Книга не носит форму научной хроники, 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.

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

### **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 нестрогому (приближенному) определению этих понятий. Для инженера это несущественно;

важно то, 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 том, 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" неньютоновских жидкостей на контактной поверхности без прилипания. Аналогичную схему можно применить и по отношению вязких 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 работе делается попытка выразить расход безнапорного движения как ньютоновских, так и неньютоновских жидкостей с помощью модели  $Q = f(\tau)$  ( $Q$  – расход жидкости,  $\tau$  – касательное напряжение). О возможности выражения расхода

через напряжение отмечаются в работах [11, 12, 13 и др.].\*) Выражая Подставляя  $f(\tau)$  через конкретную функцию и осуществляя интегрирование 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 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:

$$Q = B \int_H^0 y \, du, \quad (2.1)$$

где:  $B$  – ширина русла с прямоугольным поперечным сечением;  
 $u$  – местная скорость потока;  
 $y$  – текущая координата.

На рис. 2.1. даются эпюры распределения скоростей и касательных напряжений в безнапорном равномерном потоке. Если

---

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

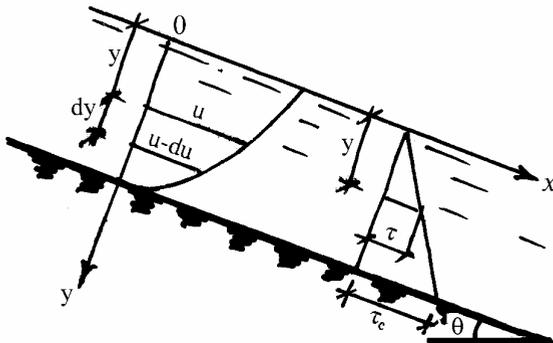
обозначим через  $\tau_c$  касательное напряжение на дне потока (т.е. у контактной поверхности потока и русла), тогда, исходя из условий равновесия действующих сил и с учетом граничных условий, будем иметь:

$$\tau = \gamma y i, \quad (2.2)$$

$$\tau_c = \gamma H i, \quad (2.3)$$

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

или 
$$\tau = \tau_c \frac{y}{H}. \quad (2.4)$$



**Рис. 2.1. Схема эпюр распределения скоростей и касательных напряжений в безнапорном равномерном потоке ньютоновской жидкости**

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

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

$$du = f(\tau) dy. \quad (2.5)$$

Из (2.4) следует:

$$y = \frac{\tau}{\tau_c} H \quad (2.6)$$

или 
$$dy = \frac{H}{\tau_c} d\tau. \quad (2.7)$$

Учитывая (2.5), (2.6) и (2.7) зависимость (2.1) принимает вид:

$$Q = B \frac{H^2}{\tau_c} \int_{\tau_c}^0 \tau f(\tau) d\tau. \quad (2.8)$$

Выражение (2.8) позволяет определить расход жидкости при безнапорном движении установившегося равномерного потока. Подставляя конкретные функции  $f(\tau)$  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 (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 (2.3), будем иметь:

$$Q = \frac{gH^3 i B}{3\nu}, \quad (2.9)$$

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

мический 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

$$q = \frac{gH^3 i}{3\nu}. \quad (2.9)'$$

Полученные зависимости (2.9) и (2.9)' – общеизвестны для характеристики ламинарного движения ньютоновских жидкостей [7].

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

#### **Модель Шведова-Бингэма**

Примем во внимание, что по Шведову-Бингэму:

$$\tau = \tau_0 - \mu \frac{du}{dy}, \quad (2.10)$$

где:  $\tau_0$  – "динамическое" напряжение сдвига<sup>\*)</sup>, фактически выражает величину напряжения на глубине  $h$  (рис. 2.2.);  
 $h$  – глубина ядра потока ("структурная" часть потока), т.е. глубина потока от свободной поверхности до градиентного слоя.

Тогда: 
$$\frac{du}{dy} = \frac{\tau_0 - \tau}{\mu} = f(\tau). \quad (2.11)$$

С учетом (2.11) зависимость (2.8) примет вид:

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

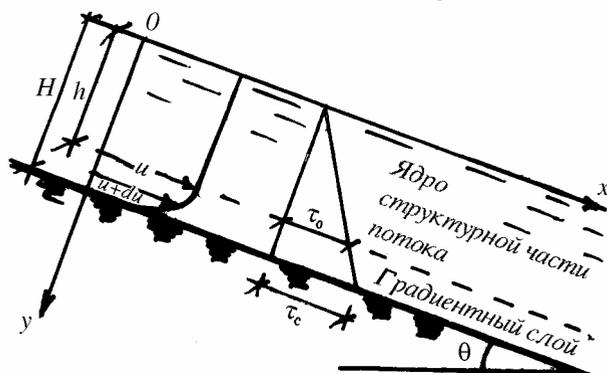
С учетом (2.3) получим:

$$Q = \frac{BgH^3 i}{6\nu} \left( 2 - \frac{3\tau_0}{\rho g H i} \right). \quad (2.12)$$

В том случае, когда  $\tau_0 = 0$  зависимость (2.12) переходит в (2.9).

---

<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.



**Рис. 2.2. Схема эюр распределения скоростей и касательных напряжений в безнапорном равномерном потоке неньютоновской жидкости**

Из зависимости (2.12) следует, что подобная жидкость начинает движение при условии

$$2 > 3 \frac{\tau_0}{\rho g H i},$$

т.е. 
$$\tau_0 < \frac{2}{3} \tau_c, \quad (2.13)$$

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

$$h < \frac{2}{3} H. \quad (2.14)$$

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  $\tau_c = \gamma H i$  и  $\tau_0 = \gamma h i$  получим

$$Q = \frac{BgiH^3}{\nu} f(\beta), \quad (2.15)$$

где:

$$f(\beta) = \frac{\beta}{2}(\beta^2 - 1) + \frac{1}{3}(1 - \beta^3) \quad (2.16)$$

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

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

$$\frac{H}{3} \left( 1 - \frac{h^3}{H^3} \right) > \frac{h}{2} \left( 1 - \frac{h^2}{H^2} \right) \quad (2.17)$$

или при

$$h < 0.9H. \quad (2.17')$$

Если условно обозначить через  $Q_H$  и  $Q_{HH}$  соответственно расходы ньютоновских и неньютоновских жидкостей, после сопоставления (2.9) и (2.15) получим:

$$Q_{HH} = 3Q_H f(\beta). \quad (2.18)$$

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

$$Q = Q_H = Q_{HH}.$$

Из (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.

$$Q_{HH} = K_3 Q_H. \quad (2.19)$$

Конкретные значения  $f(\beta)$  можно брать из табл. 2.1.

**Таблица 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:

$$\tau = k \left( \frac{du}{dy} \right)^n, \quad (2.20)$$

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 [1].

В рассматриваемом случае

$$f(\tau) = \frac{du}{dy} = \left( \frac{\tau}{k} \right)^{1/n}. \quad (2.21)$$

Принимая во внимание (2.21), зависимость (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:

$$Q = \frac{B\rho^{1/n} g^{1/n} i^{1/n} H^{2+\frac{1}{n}}}{\left( 2 + \frac{1}{n} \right) k^{1/n}}. \quad (2.22)$$

При  $n=1$  и  $k=\mu$  получаем зависимость (2.9), т.е. выражение для определения расхода ньютоновской жидкости.

Аналогичными преобразованиями можно воспользоваться

---

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

для определения жидкостных тел с отличными реологическими показателями.

Полученные выше зависимости (2.9), (2.15), (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 [5, 8, 9], где характеристики поперечного сечения русла заменяются выражением:

$$\frac{H^3 B}{3} = I_{кр}, \quad (2.23)$$

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 (2.9) или (2.15) соответственно будем иметь:

$$Q = \frac{g i I_{кр}}{\nu}, \quad (2.24)$$

$$Q = \frac{g i I_{кр}}{\nu} f(\beta). \quad (2.25)$$

Справедливость данной замены для ньютоновских жидкостей, в которых наблюдаются вторичные течения, доказываются в работах [12, 13]. Такая замена тем более становится очевидной в неньютоновских жидкостях, где из-за высокого значения вязкости\*) 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 сечении потока.

В рамках одномерной (т.е. гидравлической) трактовки явления необходимо оперировать также усредненными характеристиками касательных напряжений в пределах живого сечения так же, как

---

\*) Свойство среды сопротивляться текучести называется вязкостью.

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:

$$V_0^H = \frac{Q_H}{\omega} = \frac{giI_{кр}}{v\omega}, \quad (2.26)$$

$$V_0^{HH} = \frac{Q_{HH}}{\omega} = \frac{giI_{кр}}{v\omega} f(\beta), \quad (2.27)$$

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

Обозначим радиус инерции кручения через:

$$i_{кр} = \sqrt{\frac{I_{кр}}{\omega}}. \quad (2.28)$$

Тогда взамен (2.26) и (2.27) будем иметь:

$$V_0^H = \frac{gii_{кр}^2}{v}, \quad (2.29)$$

$$V_0^{HH} = \frac{gii_{кр}^2}{v} f(\beta). \quad (2.30)$$

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 [11]:

$$I_{кр} = k_1 \cdot B \cdot H^3, \quad (2.31)$$

где:  $k_1$  – коэффициент пропорциональности.

Численные значения упомянутого коэффициента приводятся в таблице 2.2.

**Таблица 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:

$$k_1 \approx \frac{1}{3 + 2\left(\frac{H}{B} + \frac{H^2}{B^2}\right)}. \quad (2.32)$$

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

Из (2.8) следует, с учетом (2.31) и  $\omega = BH$

$$i_{кр}^2 = k_1 H^2 \quad (2.33)$$

или

$$H = \frac{i_{кр}}{\sqrt{k_1}}. \quad (2.34)$$

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

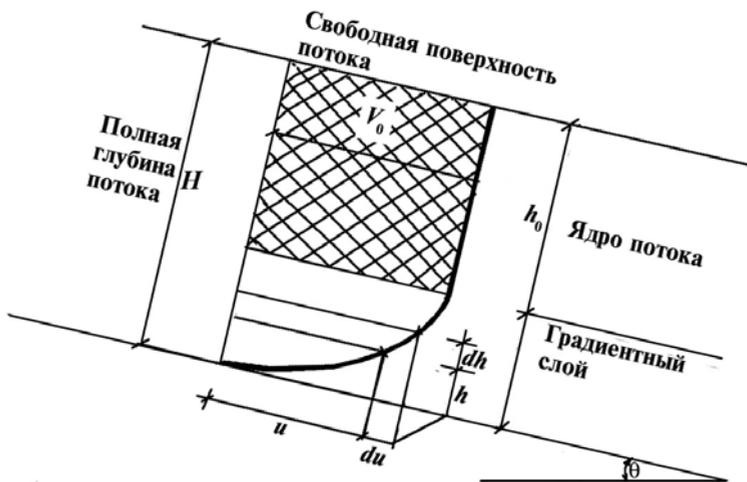
## 2.2. БЕЗНАПОРНОЕ И НАПОРНОЕ "АБСТРАКТНО"- РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ГИПЕРКОНЦЕНТРИРОВАННОГО НАНОСАМИ СЕЛЕВОГО ПОТОКА

Допустим, что гиперконцентрированный селевой поток движется в русле водотока безнапорным движением "абстрактным"-равномерным режимом общей глубиной  $H$  (рис. 2.3).

Тогда уравнение Шведова-Бингэма для данного случая неньютоновских жидкостей будет иметь вид [1, 18]:

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dh}, \quad (2.35)$$

Принимая во внимание, что  $\mu = \nu\gamma/g$ ,  $\gamma = \rho g$  и  $\tau_0 = \gamma i h_0$  где  $h_0$  – глубина ядра (безградиентного слоя) потока;



**Рис. 2.3. Эпюра распределения скоростей в гиперконцентрированном плоском селевом потоке при безнапорном движении**

Принимая во внимание, что  $\mu = \nu\gamma/g$ ,  $\gamma = \rho g$  и  $\tau_0 = \gamma i h_0$  где  $h_0$  – глубина ядра (безградиентного слоя) потока;

С учетом приведенных обозначений формула (2.35) примет вид:

$$du = \frac{gi}{\nu} (H - h - h_0) dh. \quad (2.36)$$

После интегрирования (2.36), с учетом граничных условий, когда  $h = 0$ ,  $u = 0$  и принимая во внимание, что  $h$  меняется от  $h = 0$  до  $h = (H - h_0)$ , можно получить закон распределения скорости по глубине градиентного слоя :

$$u = \frac{gi}{\nu} \left( Hh - \frac{h^2}{2} - h_0 h \right). \quad (2.37)$$

Зависимость (2.37) позволяет построить эпюру распределения скоростей по вертикали в градиентном слое, т.е. в пределах от  $h = 0$  до  $h = (H - h_0)$ .

Определим теперь среднюю скорость  $V_1$  в градиентного

слоя потока.

Проинтегрируем (2.36) в пределах от  $h = 0$  до  $h = (H - h_0)$  и разделим на  $(H - h_0)$ , получим

$$V_1 = \frac{gi(H - h_0)^2}{3\nu}. \quad (2.38)$$

В том случае когда  $h = 0$ , из (2.37) получается, что  $u = 0$ , а когда  $h = (H - h_0)$ , взамен зависимости (2.37) будет иметь:

$$V_0 = \frac{gi}{2\nu}(H - h_0)^2, \quad (2.39)$$

где  $V_0 = V_{\max}$  – скорость ядра (т.е. безградиентного слоя) потока.

Когда  $h_0 = 0$ , то  $V_0 = \frac{giH^2}{2\nu}$  [7].

Для получения значения средней по сечению скорости, определим расход селя в градиентном слое на единицу ширины потока

$$q_1 = V_1(H - h_0). \quad (2.40)$$

Принимаем во внимание (2.38) взамен (2.40) получим:

$$q_1 = \frac{gi}{3\nu}(H - h_0)^3. \quad (2.41)$$

Определим расход на единицу ширины в ядре потока с учетом (2.39)

$$q_0 = V_0 h_0 = \frac{gih_0}{2\nu}(H - h_0)^2. \quad (2.42)$$

Полный же расход потока на единицу ширины с учетом зависимостей (2.41) и (2.42) будет:

$$q = q_1 + q_0 = \frac{gi}{\nu}(H - h_0)^2 \left( \frac{2H + h_0}{6} \right).$$

Средняя же скорость всего потока на единицу ширины будет:

$$V = \frac{q}{H} = \frac{gi(H - h_0)^2}{6\nu H}(2H + h_0). \quad (2.43)$$

В том случае, когда  $h_0 = 0$  и  $H > 0$ , получаем общеизвестную зависимость гидравлики [7]:

$$V = \frac{2}{3}V_0 = \frac{2}{3}V_{\max} \quad (2.44)$$

Разделим (2.39) на (2.43). После несложных преобразований получим:

$$\frac{V_0}{V} = \frac{3H}{2H + h_0},$$

откуда имеем, что

$$h_0 = H \left( 3 \frac{V}{V_0} - 2 \right). \quad (2.45)$$

Зависимость (2.45) дает возможность в пределах  $3 \frac{V}{V_0} > 2$  определить глубину ядра потока, как по данным натуре, так и лабораторным экспериментам, т.к.  $V$ ,  $V_0$  и  $H$  легко измеряемые величины, среди которых  $V_0$  – это практически поверхностная скорость потока.

Зная  $h_0$  и другие гидравлические параметры потока – глубину, уклон русла и среднюю скорость – можно определить вязкость среды, а также  $\tau_0 = \gamma i h_0$ , и судить о моменте срыва готовой селевой смеси с эрозионного вреза и прогнозировать место остановки потока на конусе выноса [14, 15].

При высоких скоростях потока в градиентном слое иногда наблюдается турбулентный режим движения. Если воспользоваться зависимостью для определения потери напора в виде [16]:

$$h_\ell = i \ell, \quad (2.46)$$

где  $\ell$  – длина участка русла, то из зависимости (2.38) следует

$$i = \frac{3V_1 v}{g(H - h_0)^2}. \quad (2.47)$$

Подставляя в (2.46) соотношение (2.47) получим:

$$h_\ell = \frac{3\nu}{g(H-h_0)} \frac{\ell}{(H-h_0)} V_1 \frac{2V_1}{2V_1}, \quad (2.48)$$

и обозначая

$$\text{Re}_1 = \frac{V_1(H-h_0)}{\nu}, \quad (2.49)$$

взамен (2.48) будем иметь:

$$h_\ell = \frac{6}{\text{Re}_1} \frac{\ell}{(H-h_0)} \frac{V_1^2}{2g}, \quad (2.50)$$

где  $\text{Re}_1$  – число Рейнольдса для градиентного слоя селевого потока.

Учитывая, что при турбулентном режиме движения [7, 16]

$$V = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{Ri}, \quad (2.51)$$

где  $C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$  – коэффициент Шези [7, 16], откуда

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{C^2}{8g}, \quad (2.52)$$

$\lambda$  – коэффициент Дарси, тогда взамен (2.50) можно написать:

$$h_\ell = \frac{C^2}{8g} \frac{\ell}{(H-h_0)} \frac{V_1^2}{2g}. \quad (2.53)$$

Допуская, что  $V_1 = V$  и сравнивая (2.48) или (2.50) с (2.53), будем иметь:

$$\frac{C^2}{8g} = \frac{6\nu}{V_1(H-h_0)}$$

или 
$$C = \sqrt{48g \text{Re}_1}, \quad (2.54)$$

т.е. 
$$C = 21,7\sqrt{\text{Re}_1}, \quad (2.55)$$

Для водного потока имеем [7, 16]:

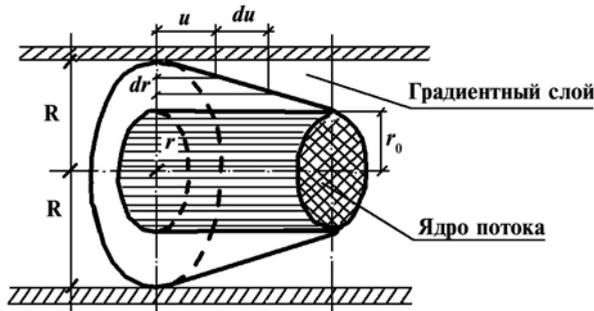
$$C_0 = 1,81\sqrt{\text{Re}_1}. \quad (2.56)$$

Если сопоставить (2.55) с (2.56), получается, что  $\frac{C}{C_0} = \frac{21,7}{1,81} = 12$ , а это вполне логично, учитывая гиперконцентрационность селевого потока.

Часто топография местности требует пропуск гиперконцентрированного селя в цилиндрических сооружениях, где в некоторых случаях наблюдается напорный режим движения (сооружения под автомобильными или железными дорогами, переброска селя с помощью тоннеля в другие русла и т.д.).

Выделим в потоке цилиндрический отсек селя радиусом  $r$ , боковая поверхность которого отстает от оси цилиндрического сооружения радиусом  $R$  (рис. 2.4).

Выделим в потоке цилиндрический отсек селя радиусом  $r$ , боковая поверхность которого отстает от оси цилиндрического сооружения радиусом  $R$  (рис. 2.4).



**Рис. 2.4. Эпюра распределения скоростей в гиперконцентрированном селевом потоке при напорном движении в сооружении с цилиндрической формой поперечного сечения**

Тогда для цилиндра можно написать [7, 16]:

$$\tau = \rho g \frac{r}{2} J, \quad (2.57)$$

где  $\tau$  – касательное напряжение на боковой поверхности выделенной в селевом потоке цилиндра радиусом поперечного сечения  $r$ . С увеличением  $r$  (от оси к стенке цилиндра) меняется местная скорость в градиентном слое и она уменьшается; поэтому градиент скорости  $du/dr < 0$ . Поскольку

касательное напряжение  $\tau$  величина положительная в формуле (2.1) Шведова-Бингэма вводится знак минус

$$\tau = \tau_0 - \mu \frac{du}{dr}. \quad (2.58)$$

Учитывая что  $\tau_0 = \gamma \frac{r_0}{2} J$  ( $r_0$  – радиус ядра потока) с учетом принятых обозначений (2.58) принимает вид:

$$\gamma \frac{r}{2} J = \gamma \frac{r_0}{2} J - \mu \frac{du}{dr}, \quad (2.59)$$

где  $J$  – гидравлически уклон.

Из (2.58), после интегрирования следует:

$$u = \frac{r_0 J g}{2\nu} r - \frac{J g}{2\nu} \frac{r^2}{2} + C, \quad (2.60)$$

здесь  $C$  – постоянная интегрирования.

При  $u = 0$   $r = R$ , тогда

$$C = \frac{J g}{4\nu} R^2 - \frac{r_0 J g}{2\nu} R. \quad (2.61)$$

Подставляя (2.61) в (2.60), после несложных преобразований получим:

$$u = \frac{J g}{4\nu} (R^2 - r^2) + \frac{r_0 J g}{2\nu} (r - R). \quad (2.62)$$

Зависимость (2.62) позволяет построить эпюру скоростей в градиентном слое потока. Когда  $r = R$ , взамен (2.62) получаем,  $u = 0$ , что соответствует действительности (т.е. на контактной поверхности селя с направляющими стенками сооружения скорость равняется нулю).

Определим скорость ядра гиперконцентрированного селя. Допустим, что  $r = r_0$ , тогда скорость ядра потока  $V_0$  определяется соответственно

$$V_0 = \frac{g J}{4\nu} (R - r_0)^2. \quad (2.63)$$

Зависимость (2.63) позволяет определить скорость

передвижения ядра потока в цилиндрическом сооружении.

Расход ядра потока с учетом (2.63) будет:

$$Q_0 = V_0 \pi \cdot r_0^2 = \frac{\pi \cdot r_0^2 J g (R - r_0)^2}{4\nu}. \quad (2.64)$$

Определим среднюю скорость потока в градиентном слое:

$$V_1 = \frac{1}{R - r_0} \int_0^{R-r_0} u dr. \quad (2.65)$$

Подставляя (2.62) в (2.65), после несложных преобразований получим:

$$V_1 = \frac{J g (R - r_0)^2}{6\nu}. \quad (2.66)$$

Расход потока в градиентном слое будет:

$$Q_1 = \pi (R - r_0)^2 V_1.$$

Тогда с учетом (2.66) получим:

$$Q_1 = \frac{\pi g J}{6\nu} (R - r_0)^4. \quad (2.67)$$

Суммарный расход селя будет:

$$Q = Q_1 + Q_0,$$

Или с учетом (2.64) и (2.67) получим:

$$Q = \frac{\pi g J (R - r_0)^2}{2\nu} \left[ \frac{r_0^2}{2} + \frac{(R - r_0)^2}{3} \right]. \quad (2.68)$$

Что же касается средней по сечению скорости гиперконцентрированного селя будет:

$$V = \frac{g J (R - r_0)^2}{2\nu R^2} \left[ \frac{r_0^2}{2} + \frac{(R - r_0)^2}{3} \right]. \quad (2.69)$$

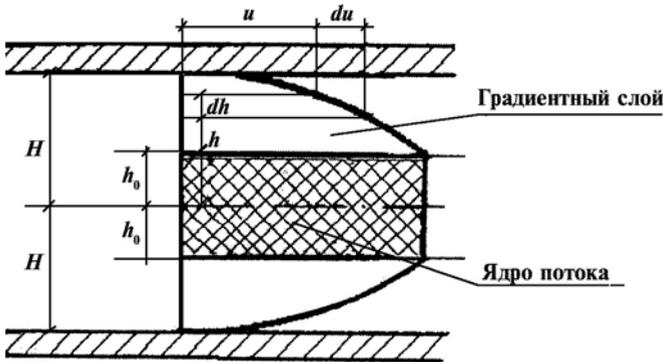
Используя в качестве исходной зависимости уравнение (2.1) Шведова-Бингэма (для галерей с прямоугольным поперечным сечением, когда  $B \gg 2H$ ):

$$\tau = \tau_0 - \mu \frac{du}{dh}, \quad (2.70)$$

принимая во внимание что  $\tau_0 = \gamma h_0 J$  и  $\tau = \gamma J(h_0 + h)$ , зависимость (2.70) примет вид:

$$du = \frac{\tau_0}{\mu} dh - \frac{\tau}{\mu} dh. \quad (2.71)$$

Допустим, (рис. 2.5):  $B$  – ширина сооружения (галерея);  $h_0$  – половина глубины ядра потока;  $H$  – половина высоты галереи.



**Рис. 2.5. Эпюра распределения скоростей в гиперконцентрированном селевом потоке при напорном движении в сооружении с прямоугольной формой поперечного сечения**

Из (2.71) получим:

$$du = \frac{h_0 g J}{\nu} dh - \frac{(h + h_0) J g}{\nu} dh. \quad (2.72)$$

Интегрирование (2.72) с учетом граничных условий дает:

$$u = \frac{Jg}{2\nu} \left[ (H - h_0)^2 - h^2 \right]. \quad (2.73)$$

Зависимость (2.73) дает возможность построить эпюру распределения скоростей селевого потока в градиентном слое в галерее.

Когда  $h = 0$ , получаем скорость ядра потока:

$$V_0 = V_{\max} = \frac{gJ}{\nu} (H - h_0)^2. \quad (2.74)$$

Определим расход ядра потока на единицу ширины:

$$q_0 = 2V_0h_0 = \frac{gJh_0}{\nu}(H - h_0)^2. \quad (2.75)$$

Средняя скорость ядра потока

$$V_0 = \frac{q_0}{2h_0} = \frac{gJ(H - h_0)^2}{\nu}. \quad (2.76)$$

Разделим выражение (2.73) на  $(H - h_0)$  и определим расход селя в градиентном слое на единицу ширины.

После интегрирования будем иметь:

$$q_1 = \frac{gJ(H - h_0)^3}{3\nu}. \quad (2.77)$$

Средняя скорость в градиентном слое будет:

$$V_1 = \frac{q_1}{(H - h_0)} = \frac{gJ(H - h_0)^2}{3\nu}. \quad (2.78)$$

Расход же потока на единицу ширины:

$$q = q_0 + q_1 = \frac{gJh_0}{\nu}(H - h_0)^2 + \frac{gJ(H - h_0)^3}{3\nu},$$

т.е.

$$q = \frac{gJ}{\nu}(H - h_0)^2 \left[ 2h_0^2 + \frac{(H - h_0)}{3\nu} \right]. \quad (2.79)$$

Полный расход потока в галерее будет:

$$Q = 2qB = \frac{2BgJ}{\nu}(H - h_0)^2 \left( 2h_0^2 + \frac{H - h_0}{3\nu} \right). \quad (2.80)$$

Таким образом установлена методика расчета основных гидравлических показателей гиперконцентрированных селей в галереях.

Полученные результаты дают возможность сопоставить их с данными природы [17], что позволит оценить достоверность отдельных важных и практически не поддающихся непосредственному экспериментальному определению параметров гиперконцентрированного наносами потоков.

### 3. ОДНОМЕРНОЕ УРАВНЕНИЕ БЕЗНАПОРНОГО ДВИЖЕНИЯ ГИПЕРКОНЦЕН- ТРИРОВАННОГО НАНОСАМИ (СВЯЗНОГО) СЕЛЕВОГО ПОТОКА С ПЕРЕМЕННЫМ РАСХОДОМ ВДОЛЬ ПУТИ И НЕКОТОРЫЕ ЕГО ЧАСТНЫЕ РЕШЕНИЯ

#### 3.1. ВЫВОД ОДНОМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ СЕЛЕВОГО ПОТОКА

С целью вывода уравнения одномерного движения связного селевого потока с переменным расходом вдоль пути используем общеизвестное уравнение гидравлики, в основе которого лежит энергетический принцип [19]:

$$H = z + h + \frac{Q^2}{2g\omega^2} = z + h + \frac{V^2}{2g}, \quad (3.1)$$

где:  $H$  – полная энергия потока в рассматриваемом створе;  
 $z$  – расстояние от дна русла, в каком либо рассматриваемом сечении до горизонтальной плоскости сравнения;  
 $h$  – энергия, соответствующая полной глубине потока в заданном створе;  
 $\omega$ ,  $V$ ,  $Q$  – соответственно площадь живого сечения, средняя по живому сечению скорость и расход потока.

Дифференцируя уравнение (3.1) по длине  $x$  для призматических русел, будем иметь:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{dz}{dx} + \frac{dh}{dx} + \frac{1}{2g} \left( \frac{2QdQ}{\omega^2 dx} - \frac{2Q^2 d\omega}{\omega^3 dx} \right). \quad (3.2)$$

Учитывая что:

$$\frac{dH}{dx} = -i_{mp}; \quad \frac{dz}{dx} = -i; \quad \frac{dQ}{dx} = q; \quad \frac{d\omega}{dx} = \frac{d\omega}{dh} \frac{dh}{dx} = b \frac{dh}{dx},$$

в замен (3.2) получим:

$$-i_{mp} = -i + \frac{dh}{dx} + \frac{2Qq}{2g\omega^2} - \frac{2Q^2b}{2g\omega^3} \frac{dh}{dx}.$$

Отсюда:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{i - i_{mp} - \frac{Qq}{g\omega^2}}{1 - \frac{Q^2b}{g\omega^3}}, \quad (3.3)$$

где:  $b$  – ширина русла;  $i_{mp}$  – уклон трения;  $i$  – уклон дна водотока;  $q$  – средний расход потока на единицу длины русла равный  $\frac{dQ}{dx}$ .

Уклон трения для связанного селевого потока [ 6 ] :

$$i_{mp} = \frac{Qv}{bgh^3 f(\beta)}, \quad (3.4)$$

где:  $v$  – коэффициент кинематической вязкости связанного селя

$$f(\beta) = \frac{\beta}{2}(\beta^2 - 1) + \frac{1}{3}(1 - \beta^3) \quad (3.5)$$

$\beta = \frac{h_{ядро}}{h}$  – относительная глубина связанного селевого потока;

$h_{ядро}$  – глубина структурной части (т.е. ядра) потока.

Тогда в замен (3.3), с учетом (3.4), получим:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{i - \frac{Qv}{bgh^3 f(\beta)} - \frac{Qq}{g\omega^2}}{1 - \frac{Q^2b}{g\omega^3}}. \quad (3.6)$$

Зависимость (3.6) представляет собой дифференциальное уравнение одномерного движения связанного селевого потока с переменным расходом вдоль пути для призматических русел.

Когда  $q = 0$ , зависимость (3.6) переходит в дифференциальное уравнение гидравлики селевого потока с постоянным расходом вдоль пути.

### 3.2. ЧАСТНЫЕ РЕШЕНИЯ ОДНОМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ СЕЛЕВОГО ПОТОКА

Решение (3.6) затрудняется. Но для частных случаев можно получить простые расчетные зависимости. Например: когда требуется запроектировать канал для сохранения постоянной глубины потока, т.е. для  $h = const$  и  $i = 0$ , зависимость (3.6) упрощается и для русла с прямоугольным поперечным сечением принимает вид:

$$\frac{dQ}{dx} = q = -\frac{vb}{h f(\beta)}. \quad (3.7)$$

Учитывая, что  $\frac{v}{f(\beta)} \approx const$ , зависимость (3.7), при граничных условиях  $x = 0$  и  $Q = Q_{нач}$ , после интегрирования принимает вид:

$$Q = Q_{нач} - \frac{vb}{h f(\beta)} x, \quad (3.8)$$

где  $Q_{нач}$  – расход потока в начальном створе.

Соотношение (3.8) дает также возможность определить ту часть расхода потока  $Q_{нач} - Q$ , которая расходуется на сглаживание русла при движении связанного селя по водотоку.

Рассмотрим случай:  $i \neq 0$ ;  $\frac{dh}{dx} = 0$ , т.е.  $h = const$  и  $b = const$  ( $\omega = const$ ).

Тогда для прямоугольного русла в замен (3.6) имеем:

$$\frac{dz}{dx} + \frac{Qv}{bgh^3 f(\beta)} + \frac{Qq_1}{g\omega^2} = 0, \quad (3.9)$$

где  $i = -\frac{dz}{dx}$ .

Учитывая, что  $dx = \frac{dQ}{q}$ , после несложных преобразований

получим:

$$dz = -\frac{Qv dQ}{qbg h^3 f(\beta)} - \frac{QdQ}{g\omega^2}. \quad (3.10)$$

Или после интегрирования (3.10), с учетом граничных условий (т.е. при  $Q = Q_{нач}$ ;  $z = z_{нач}$ ) получим:

$$z_{нач} - z = \frac{(Q_{нач}^2 - Q^2)}{g} \left( \frac{v}{2qbh^3 f(\beta)} + \frac{1}{2\omega^2} \right). \quad (3.11)$$

Зависимость (3.11) дает возможность запроектировать сбросной селепропускной канал с заданными условиями.

Профилирование сбросного канала с криволинейным уклоном дна при строительстве затрудняется. Поэтому на отдельных небольших участках, возможно, построить канал с постоянным средним уклоном. Тогда зависимость (3.11) можно переписать таким образом

$$i_{cp} = \frac{z_{нач} - z}{\ell} = \frac{(Q_{нач}^2 - Q^2)}{g\ell} \left( \frac{v}{2qbh^3 f(\beta)} + \frac{1}{\omega^2} \right), \quad (3.12)$$

где:  $\ell$  – длина рассматриваемого участка, в пределах которой осуществляется осреднение криволинейной части уклона дна русла.

В том случае, когда русло непризматическое (т.е. на переходных участках с различными поперечными сечениями) взамен (3.3), аналогичным путем, получим дифференциальное уравнение одномерного движения связного селя для непризматического русла с установившим режимом движения:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{i - i_{mp} + \frac{Qq}{g\omega^2} + \frac{Q^2}{g\omega^3} \frac{d\omega}{dx}}{1 - \frac{Q^2 B}{g\omega^3}}, \quad (3.13)$$

где:  $B = b_0 + 2x \operatorname{tg} \theta$  – ширина русла на рассматриваемом участке [5].

В том случае, когда  $\frac{dh}{dx} = 0$ , принимая во внимание, что  $i = \frac{dz}{dx}$ , после несложных преобразований и интегрирования, с учетом граничных условия (при  $x = 0$ ,  $z = z_0$ ,  $B = b_0$ ) получим:

$$z_0 - z = K_1 x - \ln \left[ \frac{b_0}{b_0 + K_2 x} \right], \quad (3.14)$$

где:  $K_1 = \frac{V_0 v}{h^2 g f(\beta)} = const$ ;  $K_2 = 2 \operatorname{tg} \theta$ ;

$b_0$  – ширина потока в начальном створе;

здесь  $\theta$  – угол свободного растекания связного селевого потока [15].

Зависимость (3.14) дает возможность определить уклон между створами при движении связного селевого потока в непризматических руслах с постоянной скоростью и с постоянной глубиной.

Аналогичными подходами можно решить значительную часть нерешенных задач гидравлики связных селей.

Возможность практической пригодности полученных зависимостей подтверждается данными, лабораторных исследований со связными селевыми потоками на селевой лотковой установке Института водного хозяйства Грузии [20].

Всего было реализовано сто с лишним опытов при различных значениях физико-механических показателей моделируемого потока (концентрация, грансостав, вязкость) и геометрических характеристик лотковой установки; данные одного из этих опытов (№69, фиг.3.1) приведены в таблице 3.1.

Незначительное расхождение между этими значениями подтверждает пригодность предлагаемой зависимости (3.12) для практических расчетов.

Таблица 3.1

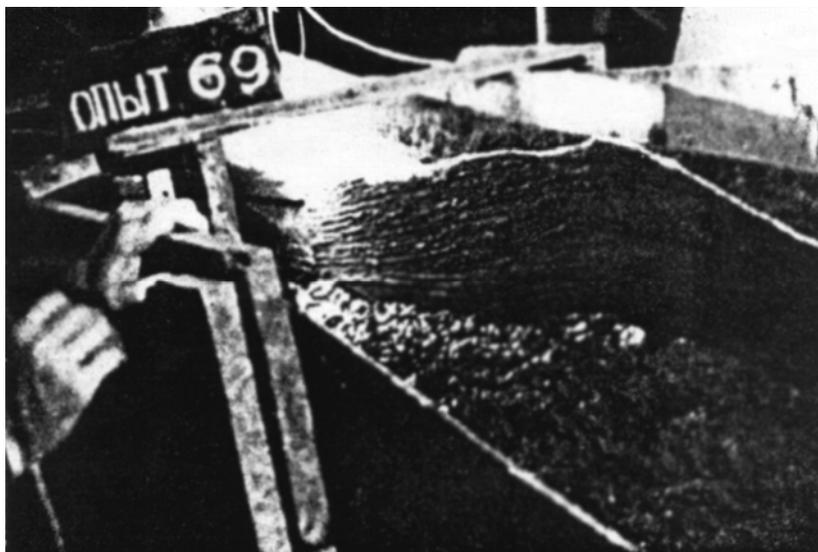
Данные одного из экспериментов, проведенных на селевой установке Института водного хозяйства Грузии

№ опыта	$Q_{\text{нач}}$ (м <sup>3</sup> /с)	$Q$ (м <sup>3</sup> /с)	Длина $\ell$ (м)	$q=(Q_{\text{нач}} - Q)/\ell$ (м <sup>2</sup> /с)	$b$ (м)	$h$ (м)	$v$ (м <sup>2</sup> /с)	$\beta$	$f(\beta)$	Уклон лотка по эксперименту	Уклон по формуле (3.12)
69	0,6	0,5	2	0,05	0,5	0,4	0,003	0,8	0,018	0,128	0,152

На фото (фиг.3.2) зафиксирован фрагмент опыта №72 на той же селевой установке, позволивший экспериментально определить угол свободного растекания связного селевого потока.

Аналогичные опыты были также проведены в условиях непризматических русел с таким расчетом, чтобы поток не претерпел отрыв от направляющих стенок, т.е. угол их наклона составлял не менее 11-13°. Эти опыты подтвердили правомерность зависимости (3.14); расхождение между данными опытов и полевыми данными не превышало 5-10%.

Вязкость экспериментируемой селевой смеси, являющаяся одним из основных показателей физико-механических свойств потока, для каждого экспериментального образца определялось на торсионном вискозиметре, при этом твердый компонент селевой смеси для всех опытов был доставлен непосредственно с конуса выноса одного из наиболее типичного селеносного водотока Грузии, р. Дуруджи. Экспериментам на вискозиметре подвергались несколько десятков образцов при различных концентрациях селевой смеси, соответствующие водно-твердому соотношению, наблюдаемому в условиях природы.



**Фиг. 3.1.** Профиль поверхности связного селевого потока при его движении на экспериментальном лотке



**Фиг. 3.2.** Растекание связного селевого потока при выходе на расширенный участок

## **4. ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ СЕЛЕВЫХ ПОТОКОВ**

### **4.1. 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 рамке 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 "моноклинальные" 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 селевого 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) опередить 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 автоматический 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 [21, 22, 23].

## 4.2. НЕПРЕРЫВНЫЕ ВОЛНЫ В СВЯЗНЫХ 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 уравновешиваются силами сопротивления. Рассмотрим два случая: движение непрерывных волн с постоянным и переменным расходами вдоль пути.

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

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

Скорость непрерывной волны  $V_e$ , проходящей через контрольные створы 1-1 и 2-2 (рис. 4.1), можно определить из условия неразрывности; в данном случае будет иметь место следующее равенство:

$$Q - \omega V_e = Q + \delta Q - V_e (\omega + \delta \omega), \quad (4.1)$$

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.

Из (4.1) следует:

$$V_e = \frac{\partial Q}{\partial \omega}. \quad (4.2)$$

Из (4.1) следует:

$$V_e = \frac{\partial Q}{\partial \omega}. \quad (4.2)$$

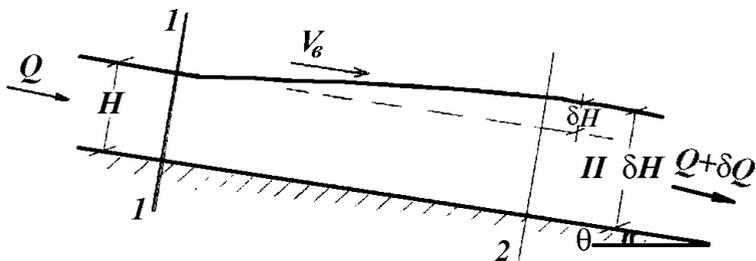


Рис. 4.1. Схема к расчету непрерывной волны связного селевого потока с постоянным расходом вдоль пути

Учитывая, что

$$Q = V\omega, \quad (4.3)$$

тогда с учетом (4.3) взамен (4.2) имеем:

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

или

$$V_g = V + \omega \frac{\partial V}{\partial \omega}, \quad (4.4)$$

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

Из (4.4) получаем, что скорость непрерывной волны " $V_g$ " превышает среднюю по сечению скорость потока на величину " $\omega \frac{\partial V}{\partial \omega}$ ".

Расход связного селевого потока при равномерных режимах движения равен (2.15) или [21]:

$$Q = \frac{BgiH^3}{v_c} f(\beta), \quad (4.5)$$

где:  $v_c = \mu_c / \rho_c$  – кинематическая вязкость связного селя;  $\mu_c$  – динамическая вязкость связного селя;  $\rho_c$  – плотность связного селя.

$$f(\beta) = \frac{\beta}{2}(\beta^2 - 1) + \frac{1}{3}(1 - \beta^3). \quad (4.6)$$

В русле с прямоугольным поперечным сечением средняя

скорость потока:

$$V = \frac{q}{H}, \quad (4.7)$$

где  $q$  – расход на единицу ширины потока.

Тогда из (4.2) и (4.5) следует:

$$V_g = \frac{\partial Q}{\partial \omega} = \frac{dq}{dH} = \frac{3giH^2}{v_c} f(\beta)^* . \quad (4.8)$$

Учитывая (4.7) получим, что

$$V = \frac{Q}{\omega} = \frac{q}{H} = \frac{giH^2}{v_c} f(\beta). \quad (4.9)$$

Сравнивая (4.8) и (4.9) будем иметь:

$$V_g = 3V . \quad (4.10)$$

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 (4.8).

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 (4.8) следует, что при больших значениях  $H$  волна будет переноситься быстрее. За фиксированное время  $t$  волна пройдет расстояние:

$$x = V_g t . \quad (4.11)$$

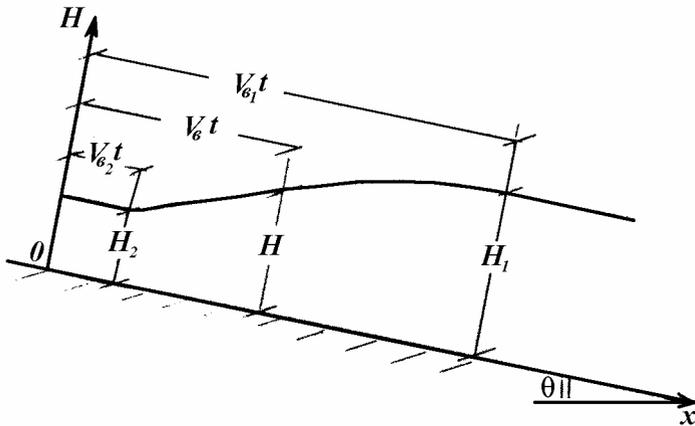
Подставляя выражение (4.8) в (4.11), получим уравнение поверхности волны в любой момент времени  $t$ :

---

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

$$x = \frac{3igH^2t}{v_c} f(\beta). \quad (4.12)$$

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. 4.2.



**Рис. 4.2. Продольный профиль поверхности потока при снижении расхода селевой смеси**

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

Рассмотрим случай движения связанного 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. 4.3); пунктиром обозначен объем связанной селевой

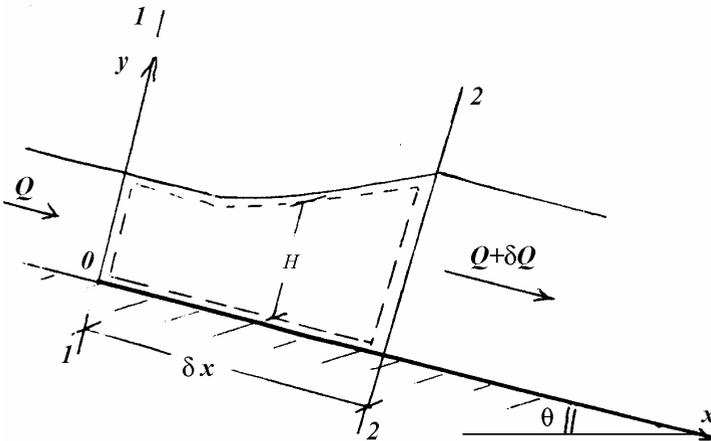
смеси до притока.

Тогда аналогично зависимости (4.1) получим следующее выражение:

$$q_n \partial x + Q = (Q + \partial Q) + \frac{\partial \omega}{\partial t} \partial x, \quad (4.13)$$

откуда получаем общеизвестное уравнение неразрывности для потоков с переменным расходом вдоль пути в форме [21]:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q_n. \quad (4.14)$$



**Рис. 4.3. Схема к расчету непрерывной волны связанного селевого потока с переменным расходом вдоль пути**

Второй член левой части уравнения (4.13), с учетом (4.2) можно представить таким образом:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{\partial Q}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial x} = V_s \frac{\partial \omega}{\partial x}. \quad (4.15)$$

Тогда с учетом (4.15) уравнение неразрывности для потока с переменным расходом вдоль пути примет вид:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V_s \frac{\partial \omega}{\partial x} = q_n. \quad (4.16)$$

Нетрудно заметить, что левая часть зависимости (4.16) выражает полную производную по времени от " $\omega$ " для системы координат (в одномерной трактовке) движущейся со скоростью  $V_e$  по направлению оси " $0x$ ", т.е. вдоль движения поступательного потока:

$$\left( \frac{\partial \omega}{\partial t} \right)_{\substack{\text{приведении} \\ \text{со скоростью } V_e}} = q_n. \quad (4.17)$$

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 (4.17) имеем

$$\frac{dH}{dt} = q'_n, \quad (4.18)$$

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

Рассмотрим случай  $q'_n \approx const$ . Тогда зависимость (4.18) дает:

$$H - H_0 = q_n(t - t_0), \quad (4.19)$$

где индекс "0" означает начальное условие.

Учитывая, что  $V_e$  скорость волны выражается по зависимости (4.8), для данного случая можно написать:

$$V_e = \frac{dx}{dt} = \frac{3giH^2}{v_c} f(\beta). \quad (4.20)$$

Тогда зависимости (4.18) и (4.20) дают:

$$\frac{dH/dt}{dx/dt} = \frac{dH}{dx} = \frac{q'_n v_c}{3giH^2 f(\beta)}, \quad (4.21)$$

или после интегрирования:

$$\frac{(H^3 - H_0^3) g i f(\beta)}{v_c} = q'_n (x - x_0). \quad (4.22)$$

Зависимость (4.22) описывает траекторию поверхности волны

в плоскости "XOY". Исключая глубину  $H$  из (4.19), (4.22), т.е. принимая во внимание, что из (4.19)

$$H = H_0 + q'_n(t - t_0) \quad (4.23)$$

и подставляя (4.23) в (4.20), после несложных преобразований получим:

$$[H_0 + q'_n(t - t_0)]^3 = H_0^3 + \frac{q'_n(x - x_0)\nu_c}{g\text{if}(\beta)}. \quad (4.24)$$

Зависимость (4.24) дает возможность судить о свободной поверхности непрерывной волны в плоскости  $x, t$  с учетом начальных условий.

Из (4.23) имеем:

$$H_0 = H - q'_n(t - t_0). \quad (4.25)$$

Подставляя (4.25) в (4.22), после соответствующих преобразований получим:

$$H^3 = [H - q'_n(t - t_0)]^3 + \frac{q'_n(x - x_0)\nu_c}{g\text{if}(\beta)}. \quad (4.26)$$

Зависимость (4.26) 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 (4.22) имеем

$$H^3 = H_0^3 + \frac{q'_n x \nu_c}{g\text{if}(\beta)}. \quad (4.27)$$

Что касается волн в плоскости  $x, t$ , из (4.24) получим:

$$(H_0 + q'_n t)^3 = H_0^3 + \frac{q'_n x \nu_c}{g\text{if}(\beta)}. \quad (4.28)$$

Профиль свободной поверхности получается из (4.26):

$$H^3 = (H - q'_n t)^3 + \frac{q'_n x \nu_c}{g\text{if}(\beta)}. \quad (4.29)$$

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 (4.22) следует:

$$H^3 = \frac{q'_n x v_c}{g f(\beta)}. \quad (4.30)$$

Полученное выражение характеризует установившееся состояние профиля свободной поверхности потока. В плоскости  $x, t$  линии распространения параллельны и они получаются из (4.24) в форме:

$$t = t_0 + \sqrt[3]{\frac{v_c x}{g f(\beta) (q'_n)^2}}. \quad (4.31)$$

### 4.3. ДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СВЯЗНЫХ СЕЛЕВЫХ ПОТОКАХ

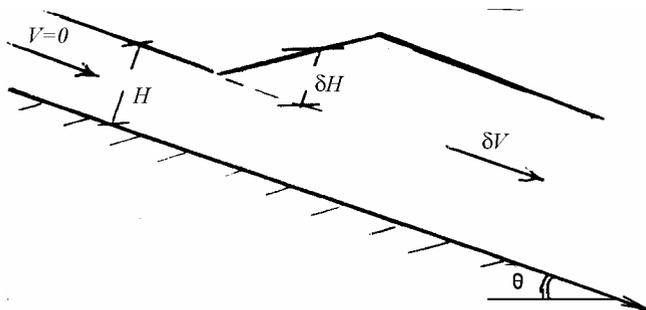
Рассмотрим явление динамических волн в связанных селевых потоках. Как было отмечено, динамические волны имеют ступенчатое (скачкообразное) изменение характеристик потока.

Допустим, что динамическая (скачкообразная) волна перемещается со скоростью "С" на свободной поверхности неподвижной ранее отложенной селевой смеси (рис. 4.4).

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

$$C = \sqrt{gH}. \quad (4.32)$$

Но так как связанная 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



**Рис. 4.4. Схема перемещения динамической волны на свободной поверхности ранее отложенной селевой смеси**

от скорости) во время движения. В силу отмеченного связная селевая смесь при определенной глубине не двигается даже на наклонной поверхности т.е. не "стекает", поэтому в отличие от воды зависимость (4.32) для неньютоновских жидкостей и в том числе для связной селевой смеси следует выразить следующим образом:

$$C = \sqrt{gH \cos \theta_1}, \quad (4.33)$$

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 (4.33) характеризует динамическую волну в связном 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 (4.32) и (4.33) совпадают.

#### 4.4. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДЛИННЫХ ОДНОМЕРНЫХ ВОЛН В РУСЛАХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ УКЛОНОМ ДНА ВОДОТОКА

Приведенные выше зависимости (4.8) и (4.33) 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.

$$V_g > V + C. \quad (4.34)$$

Подставляя выражение (4.8), (4.9), (4.33) в (4.34) и учитывая, что  $i = \sin \theta$ , получаем условия неустойчивости в форме неравенства:

$$\frac{3g \sin \theta H^2}{v_c} f(\beta) > \frac{g \sin \theta H^2}{v_c} f(\beta) + (gH \cos \theta_1)^{0.5} \quad (4.35)$$

Или 
$$\frac{4g \sin^2 \theta H^3}{v_c^2} [f(\beta)]^2 > \cos \theta_1. \quad (4.36)$$

Принимая во внимание (4.9), взамен (4.36) получаем:

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

или 
$$\frac{VH}{v_c} f(\beta) > \frac{1}{4} \frac{\cos \theta_1}{\sin \theta}, \quad (4.37)$$

где  $\theta_1 \leq \theta$ .

Левая часть (4.37) выражает число Рейнольдса для связного селевого потока.

Зависимость (4.37) характеризует условие неустойчивости одномерных длинных волн в связном 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 натуре.

В случае водного потока (без наносов)  $f(\beta) = \frac{1}{3}$  взамен (4.37) будем иметь:

$$\frac{VH}{v} > \frac{3}{4 \sin \theta}. \quad (4.38)$$

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

#### **4.5. ИССЛЕДОВАНИЕ "МОНОКЛИНАЛЬНОЙ" ВОЛНЫ В СВЯЗНЫХ СЕЛЕВЫХ ПОТОКАХ**

Резкое увеличение параметров движения сформированного связного селя обычно связано с процессом последовательной сработки нескольких селеносных очагов с эрозионных врезов в верховьях селеносного 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 [4], 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.

Следует отметить, что вследствие перемещения вниз по течению вдоль трудно деформируемой 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.

Вследствие резкого увеличения гидравлических параметров потока в форме "моноклиальной" (единичной) волны [23], 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:

а) положение фронтов волн в разные моменты времени идентичны друг другу;

б) скорость перемещения фронта волны больше средней скорости;

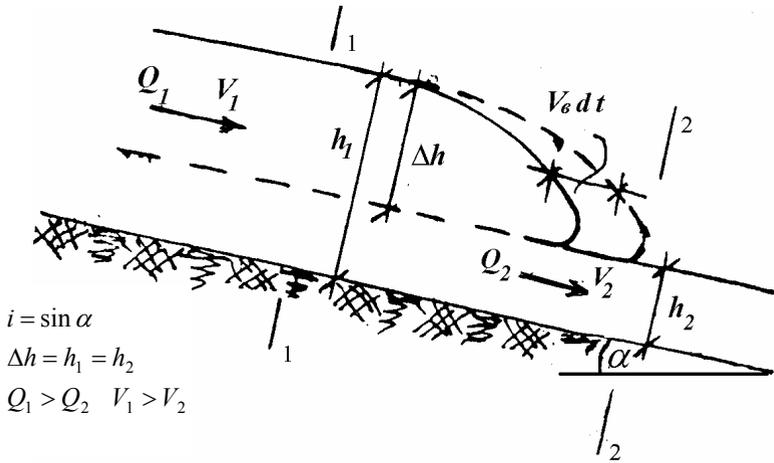
в) профиль волны перемещается с постоянной скоростью.

На рис. 4.5 представлена схема резкого увеличения гидравлических параметров потока связного селя в форме "моноклиальной" волны.

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

$(V_6 - V_1)\omega_1 = (V_6 - V_2)\omega_2$ , откуда:

$$V_6 = \frac{V_1\omega_1 - V_2\omega_2}{\omega_1 - \omega_2} = \frac{Q_1 - Q_2}{\omega_1 - \omega_2}. \quad (4.39)$$



**Рис. 4.5.** Схема для анализа резкого увеличения гидравлических параметров движения связанного сея

Общеизвестная зависимость (4.39) 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 (4.39) получим:

$$V_6 = \frac{V_1 h_1 - V_2 h_2}{h_1 - h_2} = \frac{V_1 h_1 - V_2 h_2}{\Delta h}, \quad (4.40)$$

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

Из (4.40) определим:

$$V_1 = \frac{V_6 h_1 - V_6 h_2 + V_2 h_2}{h_1}. \quad (4.41)$$

Зависимость (4.41) 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.:

$$F = \rho_c (V_\sigma - V_2) h_1 (V_1 - V_2). \quad (4.42)$$

Учитывая, что сила равна разности гидростатических давлений в створах [4, 7, 16], получим:

$$F = \gamma_c \frac{h_1^2}{2} - \gamma \frac{h_2^2}{2}. \quad (4.43)$$

Приравнивая зависимости (4.42) и (4.43), будем иметь:

$$(V_\sigma - V_2) h_1 (V_1 - V_2) = \frac{\gamma}{2} (h_1^2 - h_2^2). \quad (4.44)$$

Принимая во внимание (4.41), после несложных преобразований взамен (4.44) можно написать:

$$V_\sigma = \sqrt{\frac{\gamma}{2} (h_1 + h_2)} + V_2 \quad (4.45)$$

или

$$V_\sigma = C + V_2, \quad (4.46)$$

где:  $C$  – скорость распространения динамической волны в связанной селевой смеси, которая включает в себе ту часть напряжения, которая необходима для преодоления так называемого уклона сопротивления движению, т.е.:

$$C = \sqrt{\frac{\gamma}{2} (h_1 + h_2)}. \quad (4.47)$$

С другой стороны [21, 22] (4.33):

$$C = \sqrt{gh_1 \cos \theta_1}. \quad (4.48)$$

где  $\theta_1$  – предельное значение наклона плоскости дна водотока, при котором связанная 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  $\theta_1 = 0$  и  $\cos \theta_1 = 1$ .

Приравнявая (4.47) и (4.48) 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:

$$h_1 = \frac{h_2}{2 \cos \theta_1 - 1}. \quad (4.49)$$

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 [7], что нередко наблюдается в ньютоновских жидкостях.

Осуществив совместное решение (4.40) и (4.34), будем иметь:

$$(V_1 - V_2)^2 = \frac{g}{2} (h_1 + h_2) \frac{\Delta h^2}{h_1^2}. \quad (4.50)$$

Зависимость выражает соотношение между начальными и конечными скоростями с одной стороны и высотой "моноклиальной" волны с другой.

Подставляя (4.47) в (4.50) и учитывая (4.48), можно получить:

$$V_1 - V_2 = \sqrt{\frac{g \cos \theta_1}{h_1}} \cdot \Delta h. \quad (4.51)$$

При внезапной остановке потока в створе 2÷2, т.е.  $V_1 = V$  и  $V_2 = 0$  из (4.50) следует:

$$V = \sqrt{\frac{g}{2}(h_1 + h_2)} \frac{\Delta h}{h_1} \quad (4.52)$$

или с учетом (4.47)

$$V = C \frac{\Delta h}{h_1}. \quad (4.53)$$

Тогда высота волны будет:

$$\Delta h = \frac{Vh_1}{C} = \frac{Vh_1}{\sqrt{gh_1 \cos \theta_1}}. \quad (4.54)$$

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 [5, 8, 9], где характеристики поперечного сечения русла заменяются выражением  $\frac{HB}{3} = I$ , где  $I$  – момент инерции кручения при толщине (глубине)  $H$  и ширине  $B$ .

#### **Пример 4.1.**

В лотке с прямоугольным поперечным сечением в створе 2÷2 (рис. 4.5)  $V_2 = 3$  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  $V_g$  и скорость потока в створе 1÷1.

#### **Решение:**

Определим по зависимости (4.49) 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 (4.45) будет:

$$V_6 = \sqrt{\frac{9,81}{2}(2,72 + 2)} + 3 = 7,83 \text{ м/с.}$$

Высота волны:

$$\Delta h = h_1 - h_2 = 2,73 - 2 = 0,73 \text{ м.}$$

Скорость потока в створе 1÷1 определяем по зависимости (4.41):

$$V_1 = \frac{7,82 \cdot 2,73 - 7,82 \cdot 2 + 3 \cdot 2}{2,73} = 4,29 \text{ м/с.}$$

Разность в скоростях:

$$V_1 - V_2 = 4,29 - 3 = 1,29 \text{ м/с.}$$

Скорость распространения динамической волны по зависимости (4.47) или (4.48) 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 (4.53):

$$V = \frac{4,82 \cdot 0,73}{2,73} = 1,29 \text{ м/с.}$$

А высота волны не будет меняться, согласно зависимости (4.54):

$$\Delta h = \frac{1,29 \cdot 2,73}{4,82} = 0,73 \text{ м.}$$

#### 4.6. УСТОЙЧИВОСТЬ "АБСТРАКТНО"- РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВОГО ПОТОКА В РУСЛАХ С БОЛЬШИМИ УКЛОНАМИ

Проблема устойчивости течения жидкости исследуется в курсах по гидромеханике. Эту проблему в общих чертах можно сформировать следующим образом. Пусть  $V^0(x)$  – стационарное течение. Фактическое распределение скорости имеет вид:

$$V(x,t) = V^0(x) + V'(x,t), \quad (4.55)$$

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 [13].

Устойчивость режима течения может оказаться во многом зависящей от "геометрии возмущения", на что обратил внимание К.Ю. Арсенишвили [24] и для затухания возмущения предложил т.н. "безволновые профили" быстротокков, увеличивая глубину потока за счет сужения сечения.

Ниже дается попытка решения упомянутой задачи для связанных селей.

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 быстротоков с крутыми уклонами, практически всегда имеет место течение потока чистой воды, не содержащей наносов.

Правда, на быстротоках 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, предназначенных 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 быстротоках, работающих в условиях пропуска наносонесущего потока, имеет важное практическое значение.

Задача исследования состоит в том, что получить критерияльное соотношение устойчивости (т.е. насколько устойчиво) первоначального "абстрактно"-равномерного движения и селевого 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 само-

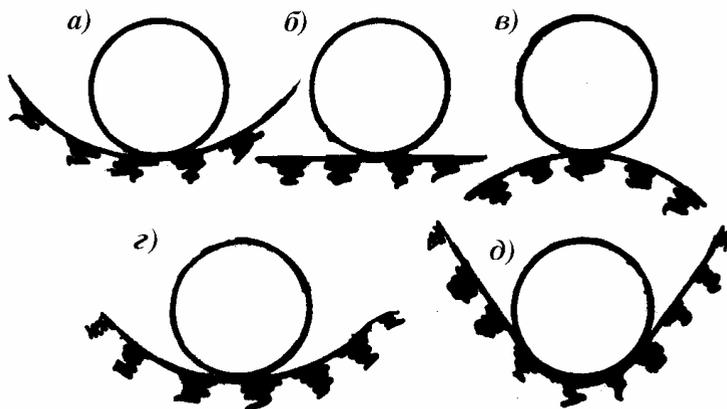
организации. Нет ни одной отрасли знания, где в той или иной форме не использовалось бы представление о структуре. Формирование структур при необратимых процессах связано с определенными условиями. При формировании новой структуры наблюдается качественный скачок при достижении пороговых значений – критических 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 [25] производство энтропии в линейном стационарном состоянии минимально по отношению к "сменным состояниям". Минимальная энтропия означает низшую степень 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 рисунке схема (рис. 4.6), 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. 4.6 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. 4.6г приведена система "устойчивости в

малом", на рис. 4.6д – "устойчивости в большом".



**Рис. 4.6. 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.

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 [26], которая впервые для решения вопросов суточного регулирования на ГЭС была использована Н.Т. Мелешенко, а для общего случая открытых русл В.М. Маккавеевым.

Как известно, общие уравнения теории "длинных" волн конечной амплитуды, данные впервые Сен-Венаном, имеют вид:

$$i_1 - I - \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{2g} \frac{\partial}{\partial x} (V^2) + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (4.56)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (V\omega)}{\partial x} = 0, \quad (4.57)$$

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 вышеприведенным зависимостям.

Интегрирование (4.56) и (4.57) 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:

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + h_1 \\ V &= V_0 + u \\ \omega &= \omega_0 + B_0 h_1 \\ Q &= Q_0 + q \end{aligned} \right\} \quad (4.58)$$

где  $B_0$  – ширина потока.

Индекс "0" обозначает первоначальные параметры (т.е. равнономерного) 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:

$$V^2 = V_0^2 + 2V_0u; \quad \frac{V}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{V_0 B_0}{\omega_0} \frac{\partial h_1}{\partial t}; \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = \omega_0 \frac{\partial u}{\partial x} + B_0 V_0 \frac{\partial h_1}{\partial x};$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}; \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} = B_0 \frac{\partial h_1}{\partial t}; \quad \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial h_1}{\partial x}; \quad V \frac{\partial V}{\partial x} = V_0 \frac{\partial u}{\partial x};$$

$$\frac{1}{2g} \cdot \frac{\partial V^2}{\partial x} = \frac{V_0}{g} \frac{\partial u}{\partial x}; \quad I = i_1 \left( 1 + \frac{u}{V_0} + 2 \frac{h_1}{H_0} \right).$$

Подставляя полученные приближенные в зависимости (4.56) и (4.57) получим:

$$-i_1 \frac{u}{V_0} + 2 \frac{h_1}{H_0 i_1} - \frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{V_0}{g} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (4.59)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{V_0 B_0}{\omega_0} \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{B_0}{\omega_0} \frac{\partial h_1}{\partial t}. \quad (4.60)$$

Дифференцируя (4.59) с учетом (4.60) дает:

$$\frac{\partial^2 h_1}{\partial t^2} + 2V_0 \frac{\partial^2 h_1}{\partial x \partial t} + \left( V_0^2 - \frac{g \omega_0}{B_0} \right) \frac{\partial^2 h_1}{\partial x^2} + \frac{i_1 g}{V_0} \frac{\partial h_1}{\partial t} +$$

$$+ \left( i_1 g - 2 \frac{i_1 g \omega_0}{B_0 H_0} \right) \frac{\partial h_1}{\partial x} = 0 \quad (4.61)$$

Уравнение (4.61) является основным дифференциальным уравнением возмущенного состояния связного селевого потока.

Ищем частное решение в виде простого гармонического колебания с частотой  $K_1$ , отвечающее распределению возмущения (волн) вдоль положительных значений  $x$ :

$$h_1 = f(x) \cos K_1 t, \quad (4.63)$$

где  $f(x)$  – некоторая функция, зависящая от  $x$ .

Пользуясь формулой Эйлера, это уравнение можно представить в комплексной форме, удобной для дальнейших преобразований:

$$h_1 = f_1(x)e^{iK_1t}, \quad (4.64)$$

где  $f_1(x)$  – некоторая функция с вещественной и мнимой частью, зависящей только от  $x$ .

Дифференцируя (4.63) и подставляя в (4.61), принимая во внимание, что  $i = \sqrt{-1}$  и  $i^2 = -1$  и сокращая на  $e^{iK_1t}$ , получим:

$$T_1^2 y^2 + (2V_0 iK_1 + T_2)y + (T_3 iK_1 - K_1^2) = 0, \quad (4.64)$$

где:

$$T_1 = \left( V_0^2 - \frac{g\omega_0}{B_0} \right), \quad (4.65)$$

$$T_2 = i_1 g \left( 1 - \frac{2\omega_0}{B_0 H_0} \right), \quad (4.66)$$

$$T_3 = \frac{i_1 g}{V_0}. \quad (4.67)$$

Решение квадратного уравнения (4.64) дает:

$$y = \frac{-(2V_0 iK_1 + T_2) \pm \sqrt{(2V_0 iK_1 + T_2)^2 - 4T_1^2 (T_3 iK_1 - K_1^2)}}{2T_1^2}. \quad (4.68)$$

Для того чтобы разделить вещественные и мнимые части в (4.68), примем обозначения:

$$a + ib = \sqrt{(2V_0 iK_1 + T_2)^2 - 4T_1^2 (T_3 iK_1 - K_1^2)} \quad (4.69)$$

или

$$a^2 + 2aib - b^2 = T_2^2 + 4V_0 iK_1 T_2 - 4V_0^2 K_1^2 - 4T_1^2 T_3 iK_1 + 4T_1^2 K_1^2,$$

т.е.

$$a^2 - b^2 = T_2^2 - 4V_0^2 K_1^2 + 4T_1^2 K_1^2 \quad (4.70)$$

$$2aib = 2i(2V_0 T_2 K_1 - 2T_1^2 T_3 K_1)$$

или

$$ab = 2V_0T_2K_1 - 2T_1^2T_3K_1, \quad (4.71)$$

откуда:

$$b = \frac{K_1}{a} (2V_0T_2 - 2T_1^2T_3). \quad (4.72)$$

Обозначим правую часть зависимости (4.70) через  $\Pi_0$ , т.е.:

$$\Pi_0 = T_2^2 - 4V_0^2K_1^2 + 4T_1^2K_1^2. \quad (4.73)$$

Подставляя (4.72) и (4.73) в (4.70) и умножая на  $a^2$ , получим:

$$a^4 - \Pi_0a^2 - K_1^2(2V_0T_2 - 2T_1^2T_3)^2 = 0.$$

Откуда:

$$a = \left[ \frac{\Pi_0}{2} \pm \sqrt{\frac{\Pi_0^2}{4} + K_1^2(2V_0T_2 - 2T_1^2T_3)^2} \right]^{1/2}. \quad (4.74)$$

Зная значения  $a$  и  $b$  по зависимостям (4.72) и (4.74) решение (4.69) с учетом (4.71) может быть записано в виде:

$$y_{1,2} = \frac{1}{2T_1^2} \left\{ - [2V_0iK_1 + T_2] \pm (a + ib) \right\} \quad (4.75)$$

или

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= \bar{b}'_1 + i\bar{b}'_2 \\ y_2 &= \bar{b}''_2 + i\bar{b}''_1 \end{aligned} \right\}, \quad (4.76)$$

где:

$$\bar{b}'_1 = \frac{a - T_2}{2T_1^2}, \quad (4.77)$$

$$\bar{b}'_2 = \frac{b - 2V_0K_1}{2T_1^2}, \quad (4.78)$$

$$\bar{b}''_1 = -\frac{a - T_2}{2T_1^2}, \quad (4.79)$$

$$\bar{b}''_2 = -\frac{b - 2V_0K_1}{2T_1^2}. \quad (4.80)$$

Таким образом, частное решение (4.61), отвечающее распространению волны возмущения вдоль движения (положительное) будет:

$$h_1 = \Pi [f_1(x) e^{iK_1 t}] = \Pi [M e^{yx + iK_1 t}], \quad (4.81)$$

где:  $\Pi$  – символ вещественной части;  $M$  – произвольная постоянная;  $y$  – одно из значений корней характеристического уравнения (4.64), определяемое соотношением (4.76).

Вводим обозначение:

$$M = A_0 e^{i\varphi_1}, \quad (4.82)$$

где  $A_0$  – новая постоянная.

После отделения вещественной части выражения (4.81) примет вид:

$$h_1 = A_0 e^{\bar{b}_1 x} \cos(\bar{b}_2 x + K_1 t + \varphi_1). \quad (4.83)$$

Причем  $\bar{b}_1$  и  $\bar{b}_2$  в (4.81) в зависимости от того, какой из корней уравнения (4.64) принимается в выражении (4.81) в соответствии (4.64) определяется по зависимостям (4.77)÷(4.80).

Легко заметить, что в выражении (4.81) 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. 4.77), для этого необходимо

$$T_2 > a. \quad (4.84)$$

Подставляя в (4.84) значение  $a$  по зависимости (4.74) 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 (4.73), 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 (4.65)÷(4.67), получим:

$$\frac{1}{Fr_0} > 4\mu_1^2, \quad (4.85)$$

где:

$$\mu_1 = \frac{\omega_0}{B_0 H_0}, \quad (4.86)$$

$$Fr_0 = \frac{V_0^2 B_0}{g \omega_0}, \quad (4.87)$$

$Fr$  – число Фруда.

Зависимость (4.85) является критериальным соотношением для прогнозирования волнообразования на поверхности связного селевого потока.

Если соблюдается условие (4.85), волны не образуются, т.е. поток движется первоначальным (равномерным) режимом, не теряя устойчивость. Сказанное указывает на то, что стационарное движение потока не перерастает в нестационарное.

Анализируя зависимость (4.85), можно заметить, что длинные волны малой амплитуды при движении наносонесущих потоков формируются (на свободной поверхности потока) при значительных скоростях, тогда как в связных селевых потоках они формируются при относительно малых скоростях.

Зависимость (4.85) можно представить в виде:

$$\frac{g}{V_0^2} > \frac{4\omega_0}{B_0 H_0^2},$$

откуда:

$$V_0 < \frac{H_0}{2} \sqrt{\frac{gB_0}{\omega_0}}.$$

Для русел с прямоугольным поперечным сечением эта зависимость принимает вид:

$$V_0 < 0,5\sqrt{gH_0}.$$

#### **4.7. 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 несжижаемых 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.

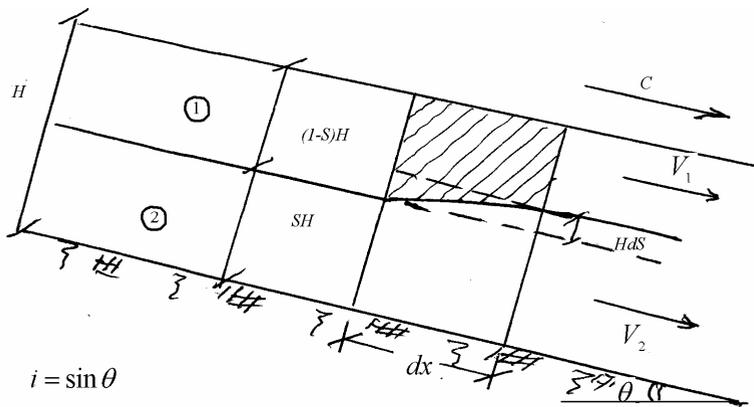
В плоскости раздела компонентов, когда давление воды недостаточно для разжижения связного селя, могут возникнуть волны, что со своей стороны, будут распространяться по всей среде; в результате на поверхности потока появляются волны разного характера. Упомянутые волны могут переносить либо непрерывные 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 [5].

В данном параграфе обращается внимание на динамические волны, которые появляются наглядно на поверхности двухкомпонентного потока. При пропуске таких потоков через искусст-

венные 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. 4.7 дана схема расслоенного движения двухкомпонентного потока. Допустим, что первоначальное движение стационарное, равномерное.



**Рис. 4.7. Распространение динамической волны при расслоенном течении связного селя и воды в русле с положительным уклоном дна**

Динамическое уравнение для однокомпонентного потока в одномерной трактовке задачи имеет вид:

$$\rho \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + f, \quad (4.88)$$

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.).

Динамические уравнения для отдельных компонентов при расслоенном стационарном режиме движения по аналогии с (4.88) примут вид:

$$\rho_1 V_1 \frac{\partial V_1}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_1, \quad (4.89)$$

$$\rho_2 V_2 \frac{\partial V_2}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_2, \quad (4.90)$$

где индекс "1" соответствует параметрам воды, а индекс "2" – параметрам связного селевого потока. Чтобы динамическая волна стала неподвижной, сообщим условно всей системе двух-компонентного потока равномерную скорость  $U$ .

В новой системе отсчета скорости отдельных компонентов будут:

$$V_1^1 = V_1 - U, \quad (4.91)$$

$$V_2^1 = V_2 - U. \quad (4.92)$$

Тогда взамен (4.89) и (4.90) будем иметь:

$$\rho_1 V_1^1 \frac{\partial V_1^1}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_1, \quad (4.93)$$

$$\rho_2 V_2^1 \frac{\partial V_2^1}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + f_2. \quad (4.94)$$

Уравнения неразрывности для отдельных компонентов примут вид:

$$\frac{d}{dx} [V_1^1 (1 - S)] = 0, \quad (4.95)$$

$$\frac{d}{dx} [V_1^1 S] = 0, \quad (4.96)$$

где:  $S$  – объемная доля селевого компонента;  $(1-S)$  – объемная

доля для воды..

Вычитывая (4.95) из (4.94), получим:

$$\rho_1 V_1^1 \frac{\partial V_1^1}{\partial x} - \rho_2 V_2^1 \frac{\partial V_2^1}{\partial x} = f_1 - f_2. \quad (4.97)$$

Динамические волны, вызванные расслоением течения, образуются в том случае, если правая часть зависимости (4.97) линейно будет связана с градиентом  $S$  вдоль движения, т.е.:

$$f_1 - f_2 = f_{\Delta S} \frac{dS}{dx}. \quad (4.98)$$

Подставляя (4.98) в (4.97) и исключая  $\frac{dV_1^1}{dx}$  и  $\frac{dV_2^1}{dx}$  с помощью (4.95) и (4.96), получим:

$$\frac{\rho_1 V_1^1}{1-S} \frac{d[V_1^1(1-S)]}{dS} + \frac{\rho_2 V_2^1}{S} \frac{d[V_2^1 S]}{dS} + f_{\Delta S} \frac{dS}{dx} = 0. \quad (4.99)$$

В силу принятого в начале допущения:  $V_1 = const$  и  $V_2 = const$ , так как в новой системе отсчета волна стоит на месте, получим:

$$\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} \frac{d(1-S)}{dx} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} \frac{dS}{dx} + f_{\Delta S} \frac{dS}{dx} = 0. \quad (4.100)$$

После сокращения на  $\frac{dS}{dx}$  будем иметь:

$$\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} = 0. \quad (4.101)$$

Учитывая (4.91) и (4.92), зависимость (4.101) принимает вид:

$$\frac{\rho_1 (V_1 - U)^2}{1-S} + \frac{\rho_2 (V_2 - U)^2}{S} + f_{\Delta S} = 0 \quad (4.102)$$

или

$$\frac{\rho_1}{1-S} (V_1^2 - 2V_1 U + U^2) + \frac{\rho_2}{S} (V_2^2 - 2V_2 U + U^2) + f_{\Delta S} = 0. \quad (4.103)$$

Откуда:

$$U^2 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) - 2U \left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right) + \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} = 0, \quad (4.104)$$

Зависимость (4.104) дает:

$$U = \frac{2 \left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right) \pm \sqrt{4 \left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right)^2 - 4 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) \left( \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} \right)}}{2 \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right)},$$

или

$$U = \frac{\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}} \pm \frac{\sqrt{\left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right)^2 - \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) \left( \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} \right)}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}. \quad (4.105)$$

Средневзвешенная скорость  $V_{cp}$  двухкомпонентного потока, как известно, выражается с помощью зависимости:

$$V_{cp} = \frac{\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}. \quad (4.106)$$

Тогда с учетом (4.106) зависимость (4.105) принимает вид:

$$U = V_{cp} \pm \frac{\sqrt{\left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right)^2 - \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) \left( \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} \right)}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}. \quad (4.107)$$

В данном случае второй член правой части зависимости (4.107) выражает скорость динамической волны  $C$  двухкомпонентного потока для расслоенного течения, т.е.

$$C = \frac{\sqrt{\left( \frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S} \right)^2 - \left( \frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S} \right) \left( \frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + f_{\Delta S} \right)}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}. \quad (4.108)$$

С учетом (4.108) зависимость (4.107) принимает общеизвестную форму для характеристики волнового движения:

$$U = V_{cp} \pm C. \quad (4.109)$$

Суммарную силу, действующую на поток, можно выразить по зависимости:

$$f_{\Delta S} = (\rho_1 - \rho_2)g[H(1-S) + HS]i = (\rho_1 - \rho_2)gHi, \quad (4.110)$$

где  $i = \sin \theta$  – уклон дна русла.

Тогда зависимость (4.106) принимает вид:

$$C = \frac{\sqrt{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right)\left(\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{S} + (\rho_1 - \rho_2)gHi\right)}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}}. \quad (4.111)$$

Зависимость (4.108) дает возможность прогнозировать скорость распространения динамической волны на поверхности при расслоенном движении двухкомпонентного потока в русле с прямоугольным поперечным сечением.

### Пример 4.2.

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:

$$C = \frac{\sqrt{\left(\frac{\rho_1 V_1}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2}{S}\right)^2 - \left(\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}\right) \left[\frac{\rho_1 V_1^2}{1-S} + \frac{\rho_2 V_2^2}{1-S} + (\rho_1 - \rho_2)gHi\right]}}{\frac{\rho_1}{1-S} + \frac{\rho_2}{S}} =$$

$$= \frac{\sqrt{\left(\frac{1,0 \cdot 2}{1-0,7} + \frac{2,3 \cdot 2,2}{0,7}\right)^2 - \left(\frac{1,0}{1-0,7} + \frac{2,3}{0,7}\right) \left[\frac{1,0 \cdot 2}{1-0,7} + \frac{2,3 \cdot 2,2}{0,7} + (1-2,3)9,81 \cdot 2 \cdot 0,05\right]}}{\frac{1,0}{1-0,7} + \frac{2,3}{0,7}} =$$

$$= 0,63 \text{ м/с}$$

Из (4.109) 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.

#### 4.8. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАЛЫХ ОТКЛОНЕНИЙ НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЕЛЕВОГО ПОТОКА ОТ ГЛУБИНЫ РАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ

Решение этой задачи возможно путем использования уравнений Сен-Венана длинных волн конечной амплитуды. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$I_0 - I - \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{2g} \frac{\partial}{\partial x} (V^2) + \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (4.112)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial(V\omega)}{\partial x} = 0. \quad (4.113)$$

В данном случае значение гидравлического уклона равно:

$$I = \frac{Qv}{g\omega H^2 f(\beta)}. \quad (4.114)$$

При интегрировании упомянутых уравнений Сен-Венана используются принятые в гидравлике традиционные допущения.

Путем использования метода "малых возмущений" из этих уравнений выводится линейное дифференциальное уравнение возмущенного движения связного селевого потока в следующей форме (см. зависимость 4.61):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + 2V_0 \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t} + \left( V_0^2 - \frac{g\omega_0}{B_0} \right) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{I_0 g}{V_0} \frac{\partial h}{\partial t} + \\ + \left( I_0 g - 2 \frac{I_0 g \omega_0}{B_0 H_0} \right) \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (4.115)$$

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:

$$h = a_1 e^{\frac{I_0 g \left( 1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \right) x}{\frac{g \omega_0}{B_0} - V_0^2}} + a_2, \quad (4.116)$$

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

$$\frac{I_0 g \left( 1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \right) x}{g \frac{\omega_0}{B_0} - V_0^2} > 0, \quad (4.117)$$

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 (4.116) будем иметь:

$$h = h' e^{\frac{I_0 g \left( 1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \right) (x - x_1)}{\frac{g \omega_0}{B_0} - V_0^2}} \quad (4.118)$$

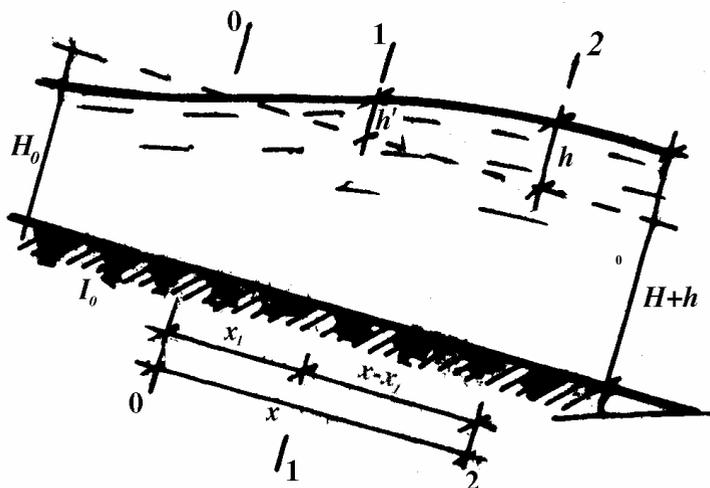
Полученная зависимость дает возможность найти связь между глубинами различных сечений, которых удаляет друг от друга на расстояние  $(x - x_1)$ .

Форма свободной поверхности, будет она соответствовать кривой подпора, или кривой спада, зависит от знака перед  $h'$  (положительного или отрицательного).

### Пример 4.3

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. 4.7) при  $Q_0 = 60 \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $B_0 = 10 \text{ м}$ ,  $I_0 = 0.09$ ,  $\beta = 0.8$ ,  $h' = 0.1 \text{ м}$ ,  $\nu = 0.003 \text{ м}^2/\text{с} = 30 \text{ см}^2/\text{с}$ .



**Рис. 4.7. Схема расчета волны возмущения (высоты отклонения) на свободной поверхности при равномерном движении связного селевого потока**

### Решение

Глубина равномерного режима движения потока при  $I = I_0$  равна

$$H_0 = \sqrt[3]{\frac{Q_0 \nu}{B_0 I_0 f(\beta)}} = \sqrt[3]{\frac{60 \cdot 0.003}{10 \cdot 9.81 \cdot 0.09 \cdot 0.18}} = \sqrt[3]{1.13} = 1.042 \text{ м.}$$

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 (4.117) следует, что

$$h = h' e^{\frac{I_0 g \left( 1 - 2 \frac{\omega_0}{B_0 H_0} \right) (x - x_1)}{\frac{g \omega_0}{B_0} - V_0^2}} = 0.1 \cdot 2.718^{0.986(30-10)} = 0.216 \text{ м.}$$

Следовательно, высота волны в сечении 2÷2 будет

$$H_0 + h = 1.042 + 0.216 = 1.26 \text{ м.}$$

## **5. МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ И ОСТАНОВКИ СВЯЗНОГО СЕЛЯ НА КОНУСЕ ВЫНОСА**

### **5.1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ВОЛНООБРАЗНОГО ФОРМИРОВАНИЯ СВЯЗНОГО СЕЛЯ В ЭРОЗИОННОМ ВРЕЗЕ**

В верхней области части бассейна водотока селевого характера расположены селеобразующие очаги [4, 5]. 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 (рис. 5.1).

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 ( $c$

переменным расходом вдоль пути) будет иметь вид:

$$q'_n = \frac{dh_c}{dt}, \quad (5.1)$$

где:  $q'_n$  – интенсивность изменения расхода на единицу длины и ширины;  $t$  – время.

Допустим,  $q'_n = const$ . Тогда интегрирование (5.1) дает:

$$h_c - h_0 = q'_n(t - t_0). \quad (5.2)$$

Индекс "0" относится к начальным условиям задачи.

Скорость волны по зависимости (4.10) будет  $V_g = 3V$ , где  $V$  – средняя скорость при наличии равномерного движения селя, тогда с учетом (4.9) имеем:

$$V_g = \frac{3gih_c^2}{v_c} f(\beta), \quad (5.3)$$

$i$  – 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 (4.20), когда ось "0x" совпадает с направлением движения волны:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{3gih_c^2 f(\beta)}{v_c}. \quad (5.4)$$

Объединяя (5.1) и (5.4), получим:

$$\frac{dh_c}{dx} = \frac{dh_c/dt}{dx/dt} = \frac{q'_n v_c}{3gih_c^2 f(\beta)}. \quad (5.5)$$

После интегрирования (5.5) имеем:

$$\frac{(h_c^3 - h_0^3) g i f(\beta)}{v_c} = q'_n (x - x_0). \quad (5.6)$$

Индекс "0" в приведенных выше зависимостях и в последующих формулах означает начальные условия параметров.

Уравнение (5.6) характеризует профиль траектории поверхности волны в плоскости  $h_c x$ .

Определяя  $h_c$  из зависимости (5.2) и подставляя в (5.6), можно получить форму распространения волны в плоскости  $xt$  в функции начальных параметров:

$$[q'_0(t-t_0)+h_0]^3 = h_0^3 + \frac{q'_n(x-x_0)v_c}{gjf(\beta)}. \quad (5.7)$$

Исключая  $h_0$  из (5.2) и (5.6), можно определить  $h_c$ , зависящий от  $x$  в нужный момент времени, т.е. профиль поверхности волны. Из (5.2) следует:

$$h_0 = h_c - q'_n(t-t_0). \quad (5.8)$$

Принимая во внимание (5.8) взамен (5.6), получим:

$$h_c^3 = [h_c - q'_n(t-t_0)]^3 + \frac{q'_n(x-x_0)v_c}{gjf(\beta)}. \quad (5.9)$$

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 (5.6) следует:

$$h_c^3 = h_0^3 + \frac{q'_n v_c x}{gjf(\beta)}. \quad (5.10)$$

Линия распространения волны в плоскости  $xt$ , как видно из зависимости (5.7) будет:

$$[q'_n t + h_0]^3 = h_0^3 + \frac{q'_n v_c x}{gjf(\beta)}. \quad (5.11)$$

Что касается профиля поверхности, согласно зависимости (5.9), т.к.  $t_0 = 0$  и  $x_0 = 0$  получим:

$$h_c^3 = (h_c - q'_n t)^3 + \frac{q'_n v_c x}{gjf(\beta)}. \quad (5.12)$$

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 (5.6), получим:

$$h_c^3 = \frac{q'_n v_c x}{g i f(\beta)}. \quad (5.13)$$

Зависимость (5.13) характеризует профиль волны в установившемся состоянии.

Линия распространения микроволн в плоскости (т.е. в координатах)  $xt$  по зависимости (5.7), будет:

$$t = t_0 + \sqrt{\frac{v_c x}{(q'_n)^2 g i f(\beta)}}. \quad (5.14)$$

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 разделе 4.5 настоящей работы.

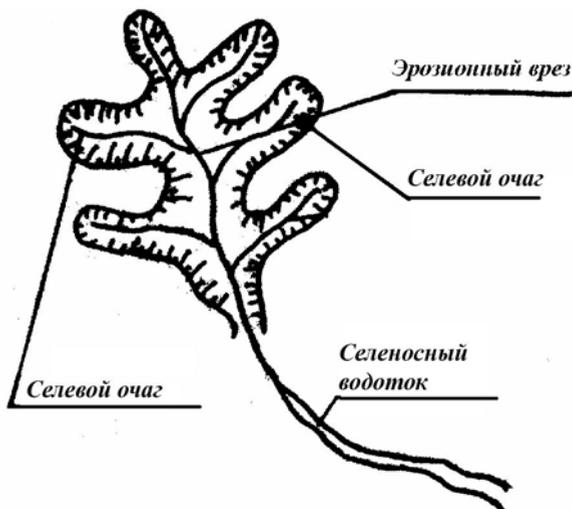
Для представления процесса формирования связной селевой массы в главном русле водотока при равномерном наложении друг на друга элементарных "порций" селевой смеси, ниже излагается последовательность расчета на конкретном примере из одного очага шириной 1 м.

### **Пример 5.1.**

На рис. 5.1 дана схема расположения селевых очагов вокруг одного эрозионного вреза селевого водотока. Допустим, селевой очаг №1 характеризуется следующими параметрами:

$h_0 = 0,5 \text{ м}$ ;  $v_c = 0,003 \text{ м}^2/\text{с}$ ; средний уклон склона селевого очага  $i = 0,7$ .

Следует определить профиль свободной поверхности и линии распространения волн при разных значениях  $x_0 = 0$ ;  $x_1 = 20 \text{ м}$ ;  $x_2 = 50 \text{ м}$ ;  $x_3 = 100 \text{ м}$ ;  $x_4 = 200$ .



**Рис. 5.1.** Схема расположения селевых очагов эрозионного вреза

### Решение

Для характеристики первого семейства волн при  $t_0 = 0$  и  $x_0 = 0$  воспользуемся зависимостью (5.10); линия распространения и профиль поверхности для второго семейства при  $x_0 = 0$  и  $h_0 = 0$  рассчитывается по зависимости (5.13).

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 (5.14).

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 (табл. 5.1).

**Таблица 5.1**

№	Длина $x$ , м	Глубина $h_c$ (м) при $x_0 = 0$ , $t_0 = 0$ , $h_0 = 0,5$ м по зависимости (5.10)	Глубина $h_c$ (м) при $x_0 = 0$ , $h_0 = 0$ по зависимости (5.13)	Время $t$ (сек) при $x_0 = 0$ , $h_0 = 0$ по зависимости (5.13)
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

## **5.2. 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 [15]. Следует иметь в виду, что уравнение динамики перемещенной массы отличается от такого же, при ее постоянном

значении, главным образом учетом потерь энергии на отток или приток массы [27]. 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. 5.2) [15].

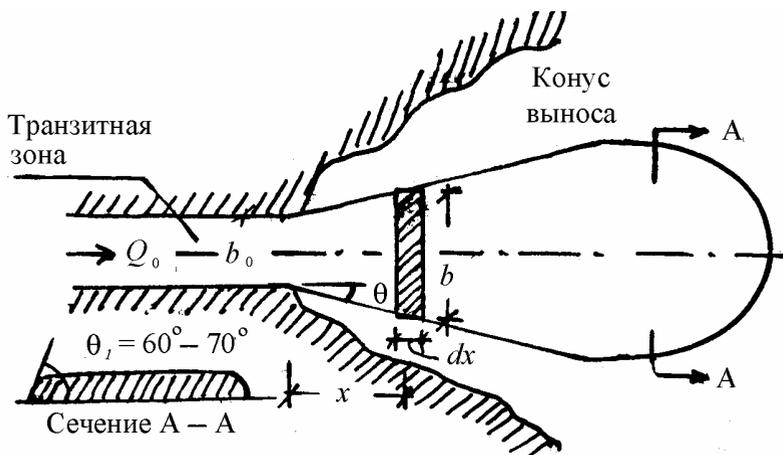


Рис. 5.2. Схема расширения потока на конусе выноса

Приложим к этому элементу уравнение динамического равновесия. Тогда будем иметь:

$$\frac{\gamma \omega dx}{g} \frac{dV}{dt} + \lambda \chi \frac{V^2}{2g} dx = 0, \quad (5.15)$$

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 расстояние  $x$  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  $\theta = 11^\circ \div 13^\circ$  [4, 5].

Многочисленные наблюдения за выходом связных селевых потоков на конусе выноса показали [4, 15], 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 несложных преобразований получает вид:

$$\omega \frac{dV}{V} + \lambda \frac{b_0 dx}{2} + x \operatorname{tg} \theta dx = 0. \quad (5.16)$$

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:

$$V_0^2 \omega_0 = K_{cp} V^2 \omega, \quad (5.17)$$

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, 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:

$$K_{cp} = \frac{i_{mp.з.}}{i_{к.в.}}, \quad (5.18)$$

где:  $i_{mp.з.}$  – средний уклон дна русла транзитной зоны;  $i_{к.в.}$  – 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:

$$\omega = \frac{\omega_0 V_0^2}{K_{cp} V^2}. \quad (5.19)$$

Принимая  $K_{cp}$  приближенно постоянным, подставляя это значение " $\omega$ " в (5.15), после интегрирования, с учетом граничных

условий  $x = 0$ ,  $V = V_0$ , получим:

$$V = V_0 \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_{cp} b_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta + \omega_0}}. \quad (5.20)$$

Зависимость (5.20) дает возможность определять среднюю по сечению скорость связного селевого потока в сечении, находящегося на расстоянии "x" от начального створа конуса выноса (т.е. с конца транзитной зоны).

Подстановка (5.20) в зависимости  $Q = V\omega = V_0^2 \omega / K_{cp} V$  дает:

$$Q = \frac{Q_0}{K_{cp} \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_{cp} b_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta + \omega_0}}}. \quad (5.21)$$

Из выражения (5.21) видно, что часть расхода селя израсходуется на сглаживание поверхности конуса выноса до створа x и он равен:

$$Q_{\text{сглаж.}} = Q_0 - Q = Q_0 \left[ 1 - \frac{1}{K_{cp} \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_{cp} b_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta + \omega_0}}} \right]. \quad (5.22)$$

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 природы [28, 29, 30, 31, 32]. В этом отношении наиболее удобно пользоваться зависимостью (5.20), 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 5.2.

Результаты расчетов могут быть эффективно использованы при проектировании противоселевых сооружений в пределах конуса выноса для обеспечения их устойчивого и надежного функционирования.

**Таблица 5.2**

**Сопоставление расчетных данных по формуле (5.20) с данными полевых наблюдений при  $\lambda = 0.014$**

№	Наименование параметра	Обозначения и размерности величин	Номер литературного источника				
			[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 (5.20)	$V_x$ (м/с)	0,19	0,09	0,10	0,076	0,28

### Пример 5.2

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;  $i_{\text{пр.з.}} = 0.16$ ;  $\omega_0 = 20 \cdot 4 = 80$  м<sup>2</sup>;  $Q_0 = 80 \cdot 5 = 400$  м<sup>3</sup>/с;  $i_{\text{к.в.}} = 0.02$ ; тогда  $K_{\text{ср}} = 8.0$ . Ориентировочный объем селевых отложений в эрозионных врезях  $W_{\text{эрв.}} = 18000$  м<sup>3</sup>.

При симметрично-осевом 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 врезей выходит на конус выноса и поток прекращает движение.

#### 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 (5.20÷5.22).

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  $\operatorname{tg} \theta_1 = \operatorname{tg} 60^\circ = 1.73$ :

$$b_1^1 = b_1 + H_1 \operatorname{tg} \theta_1 = 62.0 + 1.61 \cdot 1.73 = 64.78 \text{ м.}$$

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:  $V_1 = 1.58 \text{ м/с}$ ;  $Q_1 = 158.1 \text{ м}^3/\text{с}$ ;  $H_1 = 1.61 \text{ м}$ ;  $\omega_1 = H_1 \cdot b_1 = 1.61 \cdot 62.0 = 99.82 \text{ м}^2$ ;  $b_1^1 = 64.78 \text{ м}$ .

Определим гидрологические параметры потока от створа 1–1 на удаление  $x_2 = 80 \text{ м}$ , 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:

$$\begin{aligned} Q_2 &= \frac{158.1}{8.0 \sqrt{\frac{99.82}{0.04 \cdot 8 \cdot 62 \cdot 80 + 0.04 \cdot 80^2 \cdot 0.21 + 99.82}}} = \\ &= \frac{158.1}{1.92} = 82.34 \text{ м}^3/\text{с} \end{aligned}$$

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:

$$\Omega_2 = \frac{b_1 + b_2}{2} \cdot x_2 = \frac{62.0 + 95.6}{2} \cdot 80 = 6304.0 \text{ м}^2.$$

С учетом угла естественного откоса:

$$\Omega_2^1 = \frac{b_1^1 + b_2^1}{2} \cdot x_2 = \frac{64.78 + 100.42}{2} \cdot 80 = 6608 \text{ м}^2.$$

Площадь конуса выноса, покрытая селевыми выносами:

$$\Omega_{к.в.} = \Omega_1 + \Omega_2 = 4100 + 6304 = 10404 \text{ м}^2.$$

Полная площадь конуса выноса, покрытая селевыми выносами, с учетом угла естественного откоса:

$$\Omega_{к.в.}^1 = \Omega_1^1 + \Omega_2^1 = 4239 + 6608 = 10847 \text{ м}^2.$$

Движение селевого потока на данном участке практически прекратится, т.к. почти вся накопленная в эрозионных врезях селевая масса отложилась на конусе выноса, по той причине, что:

$$W_{эр.вр.} \approx W_{к.в.}; \text{ т.е. } 18000 \text{ м}^3 \approx 18293,89 \text{ м}^3.$$

### **5.3. О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ СЕЛЕВЫМ ПОТОКОМ КРУПНОГАБАРИТНОГО СКАЛЬНОГО ОБЛОМКА**

Селевые потоки обычно наносят значительный ущерб не только населенным пунктам и хозяйственным объектам, но и окружающей среде. Случаи разрушения селевыми потоками инженерных сооружений и целых городов с сотнями человеческих жертв не единичны. Селевые потоки значительно осложняют экологическую ситуацию горных регионов, где они формируются.

Среди многочисленных причин нарушения экологической стабильности в горных регионах в качестве примера можно выделить огромные по масштабам природные катаклизмы на Кавказе, являющиеся следствием широкомасштабных эрозионных процессов, береговых обрушений откосов русел, оползней и др.

Селевые потоки разрушают несомыми камнями находящиеся на их пути сооружения. В литературе нередко упоминаются случаи, когда глыбы огромных размеров (крупногабаритные скальные обломки объемом 100-200 м<sup>3</sup>) свободно транспортируются селевыми потокам.

Повышенная транспонирующая способность связного (высококонцентрированного) селевого потока с крупноразмерными скальными обломками в значительной степени обуславливает его большую разрушительную силу. Он обычно прекращает свое движение на тех участках конуса выносов, где транспортирующая способность потоков резко падает. После прохождения обычных паводков возле скального обломка происходит размыв мелких и среднеразмерных селевых отложений. Создается впечатление, что огромная скальная глыба специально была подвезена и оставлена на конусе выноса.

В литературе [4, 33, 34] часто упоминаются случаи, когда глыбы огромных размеров разбросаны на конусе выноса. Так, например, в 1899 г. на р. Дуруджи (Грузия) селевым потоком

был вынесен обломок скалы объемом  $90 \text{ м}^3$  (вес  $238,5 \text{ т}$ ). Аналогичный случай был зарегистрирован в 1901 г. на горной реке Кишчай (Азербайджан), когда селевым потоком был выброшен огромный обломок скалы объемом  $127 \text{ м}$  (вес  $336,55 \text{ т}$ ). А несколько позже, в 1937 г. этот же обломок был сдвинут селевым потоком на  $600 \text{ м}$  ниже по течению [4].

Подобные случаи на горных селеносных водотоках, характеризующиеся прохождением связных (структурных) селевых потоков, отмечаются довольно часто, что указывает на аномально повышенные переносящие способности этих потоков. Следовательно, механизм данного явления требует надлежащего пояснения, чему до настоящего времени не уделялось должного внимания.

Количественной оценки отмеченного явления в форме расчетных зависимостей не существует. Имея соответствующие зависимости, можно судить о скорости селевого потока, скорости перемещения крупногабаритного скального обломка и установить место его остановки.

Ниже излагается соответствующая реальным условиям методика определения необходимых параметров селевого потока и транспортируемого им крупного скального обломка.

Уравнение энергии между нормальным сечением 1–1 и сечением 2–2 (см. рис. 5.3), что проходит через гребень скального обломка, будет иметь вид:

$$H + \frac{V_0^2}{2g} = H + \Delta H + \frac{V_0^2}{2g} \left( \frac{\gamma_c W_1}{\gamma_c W_1 + \gamma_{ск} W_2} \right)^2 + \frac{G \sin \theta}{\gamma_{сп} \Omega} - \frac{f G \cos \theta}{\gamma_{сп} \Omega}, \quad (5.23)$$

где  $H$  – нормальная глубина селевого потока;  $V_0$  – скорость потока в транзитной зоне русла;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $\Delta H$  – превышение высоты скального обломка над свободной поверхностью потока;  $\gamma_c$  – удельный вес селевого потока;  $\gamma_{ск}$  – удельный вес скального обломка;  $W_1$  – объем части скального обломка, погруженного в потоке;  $W_2$  – часть объема скального обломка, находящегося над

свободной поверхностью потока;  $W = W_1 + W_2$  – полный объем скального обломка;  $\theta$  – угол наклона дна русла к горизонту;  $V = V_0 + V_{\text{ск}}$  – относительная скорость селевого потока;  $V_{\text{ск}}$  – скорость перемещения скального обломка в потоке;  $G$  – вес скального обломка, частично погруженного в потоке,

$$G = \gamma_c W_1 + \gamma_{\text{ск}} W_2, \quad (5.24)$$

$\gamma_{\text{ск}}$  – осредненный удельный вес скального обломка, частично погруженного в селевом потоке:

$$\gamma_{\text{ск}} = \frac{\gamma_c W_1 + \gamma_{\text{ск}} W_2}{W}, \quad (5.25)$$

$\Omega$  – площадь соприкосновения скального обломка с дном водотока, через которую передается давление от обломка на дно русла;  $f$  – коэффициент трения скального обломка на smoothed селевым потоком поверхности водотока [15, 46].

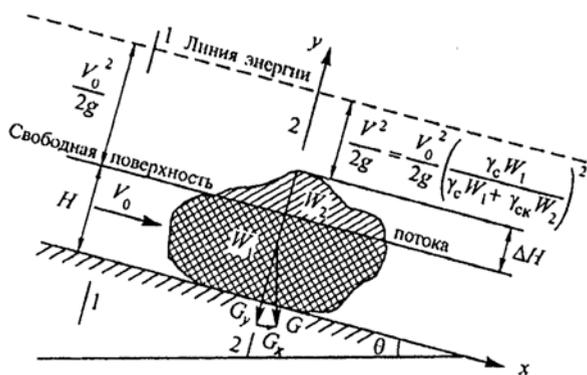


Рис. 5.3. Схема расчета перемещения селевым потоком частично затопленного крупногабаритного скального обломка.

Исходя из приведенных обозначений и схемы, изображенной на рисунке, уклон дна русла водотока  $i = \sin \theta$ , проекции веса скального обломка на осях  $Ox$  и  $Oy$  соответственно будут:

$$G_x = G \sin \theta, \quad G_y = G \cos \theta. \quad (5.26)$$

Следует обратить особое внимание на выражение в скобках в правой части уравнения (5.23). Его нужно рассматривать как поправочный коэффициент, учитывающий в первом приближении фактор отставания скального обломка от селевого потока.

Если принять обозначение

$$K = \frac{\gamma_c W_1}{\gamma_c W_1 + \gamma_{ск} W_2}, \quad (5.27)$$

для весового коэффициента частично затопленного скального обломка в селевом потоке, то вместо (5.23) будем иметь

$$\frac{V_0^2}{2g} (1 - K^2) = \Delta H - \frac{G}{\gamma_{cp} \Omega} (f \cos \theta - \sin \theta). \quad (5.28)$$

После несложных преобразований (5.28) получим:

$$V_0 = \sqrt{\frac{2g \left[ \Delta H - \frac{G}{\gamma_{cp} \Omega} (f \cos \theta - \sin \theta) \right]}{(1 - K^2)}}. \quad (5.29)$$

Зависимость (5.29) позволяет судить о той необходимой величине средней скорости связного селевого потока, которая нужна для транспортировки крупного скального обломка, частично погруженного в поток.

Располагая этими данными, можно определить глубину, среднюю скорость, расход селевого потока и, следовательно, место остановки крупного скального обломка в пределах конуса выноса в условиях расширяющегося потока, воспользовавшись формулой [5, 15] или зависимостью (5.20):

$$V_x = V_0 \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda K_1 B_0 x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta_1 + \omega_0}}, \quad (5.30)$$

где  $\lambda$  – коэффициент шероховатости русла конуса выноса;  $K_1 = i_1/i_2$ ,  $i_1$  – средний уклон дна русла транзитной зоны водотока;  $i_2$  – средний уклон дна конуса выноса;  $\omega_0$  и  $B_0$  – соответственно, площадь живого сечения и ширина потока в конце транзитной зоны;  $\theta_1$  – угол свободного растекания связного селевого потока на конусе выноса; по данным

опытов,  $\theta_1 = 11 - 13^\circ$  [4].

Зависимость (5.29) и (5.30) дают возможность раскрыть механизм транспортировки крупного скального обломка связным селевым потоком и ориентировочно предсказать место его остановки на конусе выноса.

Ниже приводятся сопоставительные данные для скального обломка на р. Кишчай (Азербайджан), который остановился в русле водотока в 1937 г.:

Параметр	$W$	$W_1$	$W_2$	$K_1 = i_1/i_2$	$\gamma_c$	$\gamma_{ск}$	$\Omega$	$K$ (5.27)	$V$
Ед. изм.	м <sup>3</sup>	м <sup>3</sup>	м <sup>3</sup>		т/м <sup>3</sup>	т/м <sup>3</sup>	м <sup>2</sup>		м/с
Значение	127	84,6	42,4	6,25	2,0	2,17	42,3	0,6	25,0

Параметр	$\theta_1$	$B_0$	$\lambda$	$\omega_0$	$\Delta H$	$H$	$V_0$	$V_x$
Ед. изм.	град.	м		м <sup>2</sup>	м	м	м/с	м/с
Значение	12	20	0,4	40	1,0	2,0	2,53	2,3

Здесь  $V$  – скорость потока в русле транзитной части водотока,  $V_0$  – скорость, необходимая для транспортировки скального обломка данного размера (рассчитана по формуле (5.29)),  $V_x$  – скорость потока на расстоянии  $x = 80$  м от конца транзитной зоны водотока по формуле (5.30).

Таким образом, получается, что при  $x = 80$  м поток уже не в состоянии транспортировать скальный обломок, так как  $V_x < V_0$ , поэтому он остановится на террасе водотока.

#### **5.4. ПАРАМЕТРЫ ГИПЕРКОНЦЕНТРИРОВАННОЙ СЕЛЕВОЙ МАССЫ, СОРВАВШЕЙСЯ С ЭРОЗИОННОГО ВРЕЗА**

Отложившаяся подобная селевая масса имеет выпуклую поверхность, ограниченную с боков крутыми откосами порядка 60-70° [4, 5]. Эти показатели указывают на то, что сель обладает свойствами пластических масс.

При предельном состоянии срыв готовой селевой массы из эрозионного вреза может произойти в результате увеличения (даже в незначительном количестве) водной составляющей, землетрясения или других причин [35].

На рисунке 5.4 изображена схема возникновения обратной отрицательной волны, которая образуется в эрозионном врезе в результате срыва или обвала части селевой массы от накопленных продуктов разрушения горных пород [36].



**Рис. 5.4. Схема процесса возникновения обратной отрицательной волны в результате срыва гиперконцентрированной селевой массы с эрозионного среза**

В течение интервала времени  $dt$  полная глубина  $h$  селевой массы в начальной стадии ее движения изменяется (уменьшается) на величину  $dh$ . Первоначальная форма отложенной в эрозионном врезе селевой массы до ее срыва показана на рисунке 5.4 пунктиром в виде выпуклой кривой.

Согласно принципу сохранения количества движения, соответствующее изменение гидравлического давления на элементарной глубине  $dh$  на участке спада равно силе, возникающей при изменении количества движения между полной глубиной  $h$  и  $h - dh$ .

Рассмотрим процесс срыва селевой смеси на единицу ширины

$$\frac{\gamma h^2}{2} - \frac{\gamma(h-dh)^2}{2} = \frac{\gamma}{g} \left( h - \frac{1}{2} dh \right) (V - V_B) dV, \quad (5.31)$$

где  $\gamma$  – объемный вес селевой смеси;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $V$  – средняя скорость потока на участке спада;  $V_B$  – скорость обратной отрицательной волны.

Принимая во внимание незначительную величину дифференциалов высшего порядка из равенства (5.31) получим:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma h^2}{2} - \frac{\gamma h^2}{2} + \gamma h dh + \frac{\gamma}{2} (dh)^2 &= \frac{\gamma}{g} h V dV - \frac{\gamma}{2g} dh dV_B \cdot V - \\ - \frac{\gamma}{g} h V dV + \frac{\gamma}{2g} dh dV_B \cdot V_B & \end{aligned}$$

После несложных преобразований имеем

$$dh = -\frac{V + V_B}{g} dV. \quad (5.32)$$

Известно, что скорость волны перемещения в гиперконцентрированном селевом потоке равна [5]:

$$V_B = \sqrt{gh \cos \theta} - V, \quad (5.33)$$

где  $\theta$  – предельное значение наклона плоскости дна водотока, при котором селевая смесь определенной глубины и заданной консистенции начинает перемешаться.

Подставляя выражение (5.33) в формулу (5.32), получим:

$$dh = \frac{V + \sqrt{gh \cos \theta} - V}{g} dV.$$

После интегрирования этого равенства, с учетом граничных условий, принимая во внимание, что глубина отложенной в эрозионном врезе селевой массы равна  $h_2$ , а начальная скорость отложенной в эрозионном врезе селевой смеси имеет нулевое значение ( $V_2 = 0$ ) получим скорость обратной отрицательной волны

$$V_B = -\frac{2g}{\sqrt{g \cos \theta}} \sqrt{h_2 - h_1}, \quad (5.34)$$

где  $h_1$  – глубина сорвавшейся с эрозионного вреза селевой массы.

В русле водотока при равномерном режиме движения скорость сорвавшейся с эрозионного вреза селевой массы можно определить по зависимости [5]:

$$V_1 = \frac{gih_1^2}{\nu} f(\beta), \quad (5.35)$$

где  $f(\beta) = \frac{\beta}{2}(\beta^2 - 1) + \frac{1}{3}(1 - \beta^2)$ ;  $\beta = h_0/h_1$ ;  $h_0$  – структурная (безградиентная) часть гиперконцентрированного селевого потока;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости селевой смеси;  $i$  – уклон дна эрозионного вреза.

Допустим, что в начальной стадии после срыва части селевой смеси с эрозионного вреза ее средняя скорость равна

$$\frac{0 + V_1}{2} = |V_B|, \quad V_1 = 2|V_B|,$$

где  $|V_B|$  – абсолютное значение скорости обратной отрицательной волны.

Тогда, учитывая выражения (5.34) и (5.35), получим

$$h_1 = \sqrt{\frac{4\nu\sqrt{h_2 - h_1}}{\sqrt{g \cos \theta} \cdot if(\beta)}}. \quad (5.36)$$

Подставляя различную глубину в зависимость (5.36), методом постепенного приближения можно определить как полную глубину  $h_1$  потока в начальной части водотока после срыва массы из эрозионного вреза, так и скорость распространения обратной отрицательной волны  $V_B$ , (5.34) в эрозионном врезе селевой массы.

### ***Пример расчета***

Допустим, что  $\theta = 30^\circ$  ( $\cos 30^\circ = 0,87$ );  $\nu = 0,03 \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $h_2 = 8 \text{ м}$ ;  $i = 0,6$ ;  $\beta = h_0/h_1 = 0,7$ ; тогда  $f(\beta) = 0,04$ .

Следует определить скорость распространения обратной отрицательной волны  $h_1$  в эрозионном врезе после срыва селевой

массы, а также глубину потока XX в русле водотока.

**Решение**

Допустим, что  $h_1 = 2,1$  м, тогда по формуле (5.36) получим:

$$h_1 = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,03 \sqrt{8 - 2,1}}{\sqrt{9,81 \cdot 0,87 \cdot 0,6 \cdot 0,04}}} = \sqrt{\frac{0,29}{0,07}} = 2,03 \text{ м.}$$

Теперь допустим, что  $h_1 = 2,05$  м, тогда из формулы (5.36) следует:

$$h_1 = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,03 \sqrt{8 - 2,05}}{0,07}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,03 \cdot 2,44}{0,07}} = 2,045 \text{ м.}$$

Таким образом,  $h_1 = 2,05 \approx 2,045$  м.

Средняя скорость потока до установления установившегося движения в начальной части русла по формуле (5.35) будет:

$$V_1 = \frac{9,81 \cdot 0,6 \cdot 2,05^2}{2 \cdot 0,03} \cdot 0,04 = \frac{0,99}{0,06} = 16,5 \text{ м/с.}$$

Скорость распределения отрицательной волны по формуле (5.34) будет

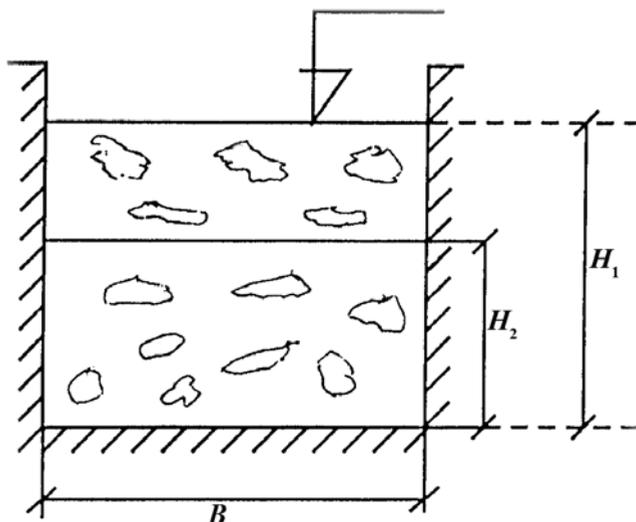
$$V_B = -\frac{2 \cdot 9,81}{\sqrt{9,81 \cdot 0,87}} \cdot \sqrt{8 - 2,05} = \frac{19,62}{2,92} \cdot 2,44 = -40 \text{ м/с.}$$

## **5.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПОНИЖЕНИЯ УРОВНЯ СЕЛЕВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В ЭРОЗИОННОМ ВРЕЗЕ И СРЕДНЕГО РАСХОДА СЕЛЯ В ВОДОТОКЕ**

В настоящем разделе дается попытка изложить методику определения длительности понижения уровня селевой массы в эрозионном врезе до заданной глубины и оценить средний расход селя в водотоке за время  $t$ .

Решим задачу для частного случая при постоянстве площади зеркала свободной поверхности селевых отложений  $\Omega$  в эрозионном врезе (рис. 5.5). Допустим, что селевая масса отложена

в эрозионном врезе с прямоугольным поперечным сечением глубиной  $H_1$  и длиной  $L$ .



**Рис. 5.5. Поперечный разрез эрозионного вреза глубиной селевой массы  $H_1$**

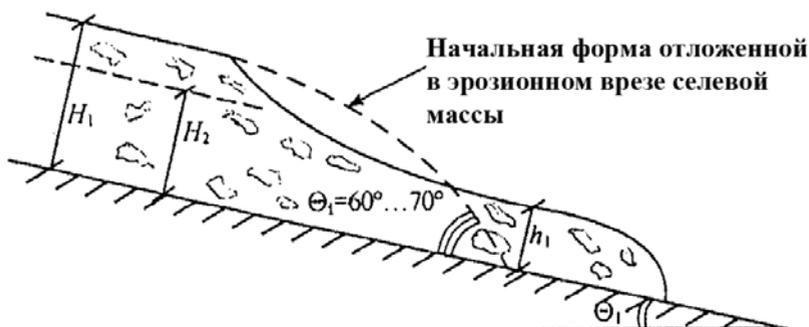
В процессе схода селя за бесконечно малый промежуток времени  $dt$  глубина в эрозионном врезе уменьшится на  $dH$ . Тогда объем селя, "вытекающий" за это время в водотоке, будет  $\Omega dH$ .

Предположим, что гиперконцентрированный селевой поток в русле водотока с уклоном дна русла  $i$  и прямоугольным поперечным сечением шириной  $b$ , общей глубиной  $h_1$  с определенного расстояния от начального сечения начнет передвигаться "абстрактно"-равномерным режимом движения (рис. 5.6). Тогда расход селя можно определить по зависимости [5]:

$$Q = \frac{bgi h_1^3}{\nu} f(\beta), \quad (5.37)$$

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

где  $\beta = \frac{h_\lambda}{h_1}$  – относительная глубина;  $h_\lambda$  – глубина ядра потока ("структурная" часть потока), т.е. глубина потока от свободной поверхности до градиентного слоя;  $v = \frac{\mu}{\rho}$  – коэффициент кинематической вязкости;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости;  $\rho$  – плотность селевой смеси;  $g$  – ускорение силы тяжести.



**Рис. 5.6.** Схема процесса срыва гиперконцентрированной селевой массы с эрозионного вреза и начала движения потока в водотоке

Общую глубину потока в русле водотока  $h_1$ , сорвавшегося с эрозионного вреза селевого потока, можно установить по зависимости:

$$h_1 = \sqrt{\frac{4v\sqrt{H_1 - H}}{\sqrt{g \cos \theta} f(\beta)}}, \quad (5.38)$$

где  $\theta$  – предельное значение наклона плоскости для водотока, при котором селевая смесь определенной глубины и заданной концентрации начнет перемещаться.

Учитывая отмеченное, можно составить следующее равенство:

$$-\Omega dH = Q dt. \quad (5.39)$$

Принимая во внимание выражения (5.37) и (5.38), взамен уравнения (5.39), получим:

$$dt = -\frac{KdH}{\left(\sqrt[4]{H_1 - H}\right)^3}, \quad (5.40)$$

где

$$K = \frac{\Omega v}{\text{bigf}(\beta) \left( \frac{\sqrt{4v}}{\sqrt[4]{g \cos \theta} \sqrt{\text{if}(\beta)}} \right)^3} \approx \text{const}. \quad (5.41)$$

После интегрирования уравнения (5.40), с учетом граничных условий

$$\int_0^t dt = \int_{H_2}^{H_1} K \frac{dH}{\left(\sqrt[4]{H_1 - H}\right)^3},$$

т.е. 
$$t = 4K \sqrt[4]{H_1 - H_2}. \quad (5.42)$$

Зависимость (5.42) позволяет определить длительность понижения уровня  $H_1$  до  $H_2$  в эрозионном врезе отложенной селевой массы.

Принимая во внимание реологическую структуру гиперконцентрированной селевой массы отложенной в эрозионном врезе  $H_2 \neq 0$ , т.к. определенная часть толщины селевых отложений всегда останется в эрозионном врезе.

Средний расход селевого потока в водотоке определяем по зависимости

$$Q_{\text{ср}} = \frac{W_1 - W_2}{t},$$

где  $W_1, W_2$  – соответственно, объемы селевых отложений при

глубинах  $H_1$  и  $H_2$ .

В том случае, когда поперечное сечение отложений селевой массы в эрозионном врезе отличается от призмы с прямоугольным поперечным сечением длиной вреза  $L$ , можно воспользоваться поправочным коэффициентом

$$K_1 = \frac{W_{\text{л}}}{W_{\text{п}}},$$

где  $W_{\text{л}}$  – объем отложенной селевой массы в эрозионном врезе с любой формой поперечного сечения длиной  $L$ ;  $W_{\text{п}}$  – объем отложенной селевой массы в эрозионном врезе с прямоугольным поперечным сечением тоже длиной  $L$ .

### Пример

Поперечное сечение эрозионного вреза имеет прямоугольную форму.  $H_1 = 15$  м;  $H_2 = 10$  м;  $B = 40$  м;  $L = 1000$  м; т.е.  $\Omega = 40 \cdot 1000 = 40\,000 \text{ м}^2$ ;  $v = 0,03 \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $\theta = 20^\circ$ , т.е.  $i = \sin 20^\circ = 0,34$ ;  $\cos 20^\circ = 0,9397$ ;  $b = 10$  м;  $f(\beta) = 0,069$ .

### Решение

Из зависимости (5.41) следует:

$$K = \frac{40000 \cdot 0,03}{10 \cdot 0,34 \cdot 9,81 \cdot 0,069 \left( \frac{\sqrt{4 \cdot 0,03}}{\sqrt[4]{9,81 \cdot 0,9397 \cdot \sqrt{0,34 \cdot 0,069}}} \right)^3},$$

$$K = 237,48 \frac{\text{с}}{\text{м}^{1/4}}.$$

Учитывая выражение (5.42)

$$t = 4 \cdot 237,48 \sqrt[4]{15 - 10},$$

т.е.

$$t = 1\,415 \text{ с} \cong 24 \text{ мин.}$$

Объем селевых отложений в эрозионном врезе при глубинах  $H_1$  и  $H_2$

$$W_1 = 40\,000 \cdot 15 = 600\,000 \text{ м}^3,$$

$$W_2 = 40\,000 \cdot 10 = 400\,000 \text{ м}^3.$$

Объем опорожненной части селевого вреза

$$W = W_1 - W_2 = 600\,000 - 400\,000 = 200\,000 \text{ м}^3.$$

Средний расход селя в водотоке

$$Q_{\text{ср}} \frac{200\,000}{1415} = 141,3 \text{ м}^3/\text{с}.$$

## 5.6. КОСОЙ ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ПРЫЖОК СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА

Допустим, что связный (гиперконцентрированный) селевой поток со скоростью  $V_1$  и глубиной (перед прыжком)  $h'$  движется в транзитной зоне водотока бурным режимом. Предположим, что при выходе на конусе выноса поток отклоняется вертикальной стеной под углом  $\theta_1$  (рис.5.7). Отклонение потока от первоначального направления из-за бурного режима его движения повлечет за собой возникновение косоуго гидравлического прыжка [7], что будет распространяться вдоль линии фронта волны  $AB$ , которая составляет угол  $\theta_2$  относительно линии  $AC$ , т.е. линии первоначального направления потока. Естественно, когда поворот стенки отсутствует ( $\theta_1 = 0$ ), вместо косоуго гидравлического прыжка, в виду резкого уменьшения уклона дна водотока в пределах конуса выноса, будет наблюдаться обыкновенный прыжок [7]. Следует установить параметры потока после прыжка: глубину  $h''$ , скорость  $V_{11}$ , высоту прыжка  $\Delta h$  и потери энергии в прыжке.

Для решения поставленной задачи построим впереди и за фронтом волны треугольники векторов скоростей  $A_1B_1C_1$  и  $A_{11}B_{11}C_{11}$ . Тогда вектор скорости, перпендикулярный волновому фронту косоуго прыжка  $AB$ , будет:

$$V_{n1}^2 = V_1 \sin \theta_2, \quad (5.43)$$

где  $V_1$  – скорость потока перед прыжком.

### ПЛАН

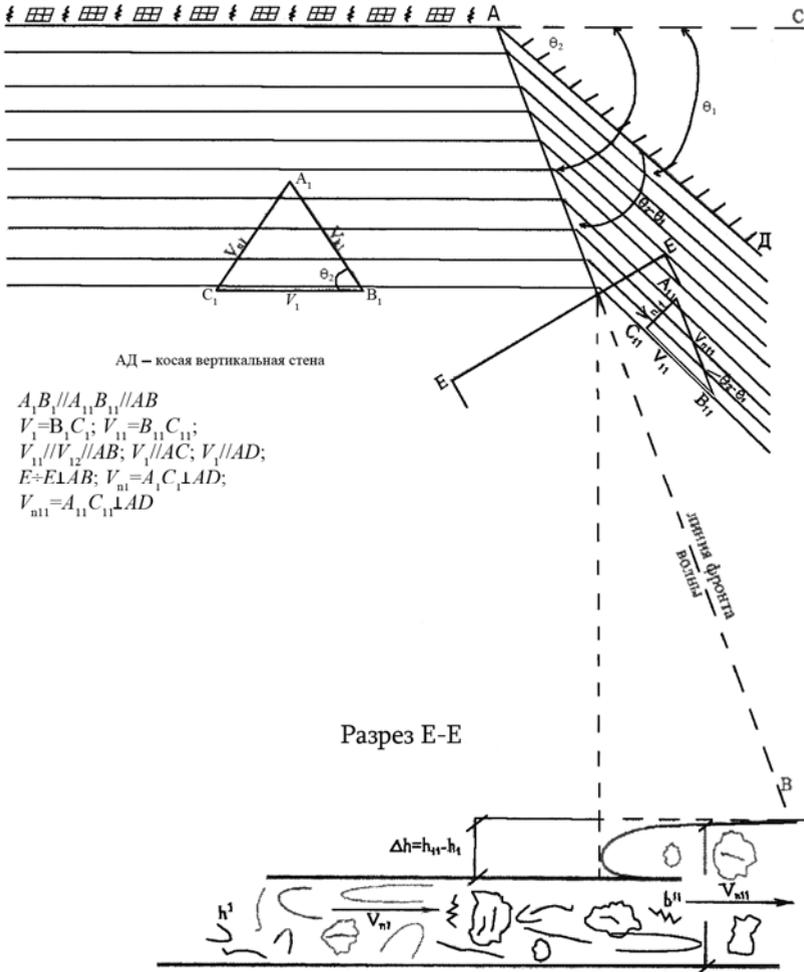


Рис. 5.7. Схема расчета косо гидравлического прыжка связного селя при воздействии потока на вертикальную преграду

Число Фруда по нормали к волновому фронту перед косым прыжком будет:

$$Fr_1 = \frac{V_{n1}^2}{gh'} = \frac{V_1^2 \sin^2 \theta_2}{gh'}, \quad (5.44)$$

где  $V_{n1} = A_1 C_1$ , или

$$Fr_{n1} = Fr_1 \sin^2 \theta_2, \quad (5.45)$$

здесь  $Fr_1$  – число Фруда потока со скоростью  $V_1$ , т.е. вектор  $B_1 C_1$ .

В том случае, когда  $\theta_1$  меньше угла свободного расширения связного селевого потока ( $\theta_3 = 11^\circ - 13^\circ$ ), он меняет направление, т.е. отклоняется на конусе выноса и далеко от вертикальной косо́й стены образуется отогнанный гидравлический прыжок и за счет сглаживания поверхности русла прыжок принимает волнообразную затухающую форму.

Вторая сопряженная глубина прыжка  $h''$  в русле при совершенном гидравлическом прыжке будет [5]:

$$h'' = 0,5h' \left[ \sqrt{1 + 8Fr_{n1}} - 1 \right] \quad (5.46)$$

или соотношение сопряженных глубин будет:

$$\frac{h''}{h'} = 0,5 \left[ \sqrt{1 + 8Fr_1 \sin^2 \theta_2} - 1 \right]. \quad (5.47)$$

Зависимость (5.47) характеризует величину косо́го гидравлического прыжка.

Следует отметить об аномальном свойстве природы связного селевого потока, заключающегося в том, что при воздействии потока на невысокую вертикальную преграду, отклоненной более чем на  $11^\circ \div 13^\circ$ , поток может легко перескочить через нее [4].

Из треугольников векторов скоростей (рис. 5.7) следует:

$$V_{1k} = A_1 B_1 = \frac{V_{n1}}{\operatorname{tg} \theta_2}, \quad (5.48)$$

$$V_{11k} = A_{11} B_{11} = \frac{V_{n1}}{\operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (5.49)$$

Учитывая, что параллельно волновому фронту количество движения не изменяется, выше приведенные две скорости соответственно будут равны, т.е.  $V_{1k} = V_{11k}$ , тогда получаем:

$$\frac{V_{n1}}{V_{n11}} = \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (5.50)$$

Из уравнений неразрывности, т.е. из равенства:

$$h'V_{n1} = h''V_{n11} \quad (5.51)$$

условие (5.50) принимает вид:

$$\frac{h''}{h'} = \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (5.52)$$

Учитывая (5.47), получим:

$$0,5 \left[ \sqrt{1 + 8Fr_1 \sin^2 \theta_2} - 1 \right] = \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)}, \quad (5.53)$$

откуда следует:

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{0,5 \left[ \sqrt{1 + 8Fr_1 \sin^2 \theta_2} - 1 \right] \operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)}{2}. \quad (5.54)$$

Зная  $V_1$ ,  $h'$  и  $\theta_1$  методом постепенного приближения (допуская разные значения  $\theta_2$ ) определяется угол наклона линии фронта косой волны (т.е. угол линии  $AB$ ) относительно направления движения поступательного потока в транзитной части водотока т.е. по отношению  $AC$ .

Так как дело имеем с косым гидравлическим прыжком в плоскости  $E-E$ , т.е. в плоскости перпендикулярной линий фронта волны прыжок примет волнистую (затухающую) форму. В том случае, когда  $h''/h' < 2$ , гашение энергии будет незначительным.

При известном значении угла  $\theta_2$  не представляет трудности определение второй сопряженной глубины по зависимости (5.52), она равна:

$$h'' = \frac{h' \operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (5.55)$$

Далее легко установить скорость потока и число Фруда после прыжка:

$$V_{11} = \frac{V_1 h'}{h''}, \quad (5.56)$$

$$Fr_{11} = \frac{V_{11}^2}{g h''} \quad (5.57)$$

и оценить высоту прыжка:

$$\Delta h = h'' - h'. \quad (5.58)$$

Потери удельной энергии в гидравлическом прыжке можно определить по зависимости

$$h_{mp} = \frac{(h'' - h')^3}{4h'h''}. \quad (5.59)$$

Расход на единицу ширины русла:

$$q = V_1 h', \quad (5.60)$$

а потери энергии в гидравлическом прыжке в единицу времени на единицу ширины равны:

$$\mathcal{E}_1 = \rho g q h_{mp}, \quad (5.61)$$

а по всей  $B$  ширине:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 B, \quad (5.62)$$

где  $\rho$  – плотность вязкого потока.

В результате взаимодействия с косой вертикальной стеной, несмотря на жесткость его структуры, внутри потока происходит интенсивное перераспределение скоростей, которое также способствует оттоку части расхода селя на сглаживание шероховатой поверхности поймы русла, вызывая дополнительное сопротивление движению.

Зная  $V_{11}$  и  $h''$ , скорость потока на конусе выноса от конца косой стены на расстоянии  $x$  можно определить по зависимости [15]:

$$V_x = V_{11} \sqrt{\frac{\omega_{11}}{\lambda K_{cp} B_{11} x + \lambda x^2 \operatorname{tg} \theta_3 + \omega_0}}, \quad (5.63)$$

где:  $\lambda$  – коэффициент шероховатости поверхности русла на конусе выноса;  $\omega_{11}, B_{11}$  – соответственно живое сечение и ширина потока на конусе выноса в конце косой стены;  $\theta_3 = 11^\circ - 13^\circ$ , угол свободного расширения селевого потока;  $K_{cp} = i_1/i_2$ ,  $i_1$  – средний уклон дна русла транзитной части водотока;  $i_2$  – средний уклон конуса выноса.

Что касается ширины на расстоянии  $x$ , ее можно определить по зависимости [15]:

$$B_x = B_{11} + 2x \operatorname{tg} \theta_3. \quad (5.64)$$

### Пример расчета

Скорость связанного селевого потока в конце транзитной зоны водотока перед его выходом на конус выноса  $V_1 = 15$  м/с, глубина потока  $h' = 2,0$  м, ширина  $B_1 = 10$  м. Поперечное сечение транзитной части русла прямоугольное.

Следует осуществить защиту объекта, расположенного на конусе выноса вертикальной стеной под углом  $\theta_1 = 30^\circ$  (рис.5.7). Плотность потока  $\rho = 2,2$  т/м<sup>3</sup>.

Необходимо определить угол  $\theta_2$  линии фронта косога гидравлического прыжка, вторую сопряженную глубину  $h''$ , а также скорость потока на расстоянии  $x = 50$  м от конца косой стены при  $\lambda = 0,04$ ;  $i_1 = 0,16$ ;  $i_2 = 0,02$ ;  $\theta_3 = 12^\circ$ .

### Решение

Определяем число Фруда селевого потока в конце транзитной зоны:

$$Fr_1 = \frac{V_1^2}{gh'} = \frac{15^2}{9,81 \cdot 2,0} = 11,47.$$

Т.к.  $Fr_1 > 1$ , т.е.  $11,47 > 1$ , то движение потока в конце транзитной части водотока происходит в бурном режиме.

Далее допустим, что  $\theta_2 = 50^\circ$ , тогда из (5.54):

$$\operatorname{tg} 50^\circ = \frac{\left(\sqrt{1 + 8 \cdot 11,47 \sin^2 50^\circ} - 1\right) \operatorname{tg}(50^\circ - 30^\circ)}{2},$$

откуда получим, что  $1,19 \approx 1,17$ .

Следовательно, угол направления волнового фронта косой волны относительно линии  $AC$ , составляет  $\theta_2 = 50^\circ$ .

Тогда вторую сопряженную глубину  $h''$  можно определить по зависимости (5.52):

$$h'' = h' \frac{\operatorname{tg} \theta_2}{\operatorname{tg}(\theta_2 - \theta_1)} = 2,0 \frac{\operatorname{tg} 50^\circ}{\operatorname{tg}(50^\circ - 30^\circ)} = 6,55 \text{ м},$$

скорость потока после прыжка:

$$V_{11} = \frac{V_1 h'}{h''} = \frac{15 \cdot 2}{6,55} = 4,58 \text{ м/с}.$$

Следовательно, число Фруда после прыжка:

$$Fr_{11} = \frac{V_{11}^2}{gh''} = \frac{4,58^2}{9,81 \cdot 6,55} = 0,326 < 1.$$

Так как  $Fr_{11} < 1$ , режим движения за прыжком спокойный.

Высота прыжка (5.58)

$$\Delta h = h'' - h' = 6,55 - 2,0 = 4,55 \text{ м}.$$

Потери удельной энергии в гидравлическом прыжке (5.59)

$$h_{mp} = \frac{(h'' - h')^3}{4h'h''} = \frac{4,55^3}{4 \cdot 2,0 \cdot 6,55} = 1,81 \text{ м}.$$

Расход на единицу ширины русла (5.60):

$$q = 15 \cdot 2 = 30 \text{ м}^2/\text{с}.$$

В русле шириной  $B_1 = 10$  м расход потока будет:

$$Q = 30 \times 10 = 300 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Потери энергии в гидравлическом прыжке, происходящие за единицу времени на единице ширины при  $\rho = 2200 \text{ кг/м}^3$  по формуле (5.61) будут:

$$\mathcal{E}_1 = \rho g q h_{mp} = 2200 \cdot 9,81 \cdot 30 \cdot 1,8 = 116542 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^3},$$

а в русле шириной  $B_1 = 10$  м:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 B = 116542 \cdot 10 = 1165420 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^3}.$$

Определим ширину потока за прыжком:

$$B_{11} = \frac{Q}{V_{11} h''} = \frac{300}{4,58 \cdot 6,55} = 10 \text{ м}.$$

Таким образом, ширина за прыжком связного селевого поток остается без изменения и  $B_1 = B_{11} = 10$  м.

Определим  $K_{cp}$  по зависимости  $K_{cp} = i_1/i_2$ :

$$K_{cp} = \frac{0,16}{0,02} = 8.$$

Площадь живого сечения за прыжком

$$\omega_{11} = B_{11} h'' = 10 \cdot 6,55 = 65,5 \text{ м}^2.$$

Тогда по зависимости (5.63) скорость потока на расстоянии  $x = 50$  м, будет:

$$\begin{aligned} V_x &= 4,58 \sqrt{\frac{65,5}{0,04 \cdot 8 \cdot 10 \cdot 50 + 0,04 \cdot 2500 \cdot 0,21 + 65,5}} = \\ &= 4,58 \sqrt{\frac{65,5}{246,5}} = 2,39 \approx 2,4 \text{ м/с}. \end{aligned}$$

Ширина потока в этом створе по зависимости (5.64) будет:

$$B_x = B_{11} + 2x \operatorname{tg} \theta_3 = 10 + 2 \cdot 50 \cdot 0,21 = 31 \text{ м}.$$

Таким образом, при свободном расширении на конусе выноса  $B_{11} = 10$  м меняется до  $B_x = 31$  м, т.е. поток расширяется на 21 м.

## **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 [9, 13]. Реологические законы таких сред часто характеризуют зависимостями Шведова–Бингэма [1, 9, 13 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 [9, 13]. 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 [1, 9, 13, 21, 38].

Рассмотрим напорное движение вязкого селя в галерее с прямоугольным поперечным сечением высотой  $2H$  и шириной  $B$  (рис. 6.1). 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.

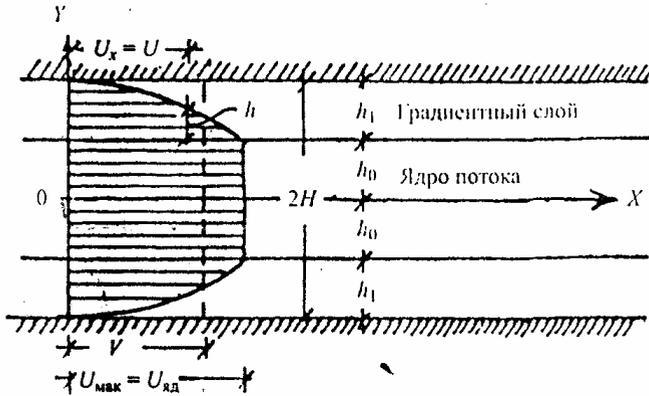


Рис. 6.1. Эпюра распределения местной скорости при напорном движении вязкого селя в галерее

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 ( $U_{\max} = U_{ядр.}$ ). При  $h = 0$  взамен (6.2) имеем

$$U_{\max} = U_{ядр.} = \frac{\Delta PH^2}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{h_0}{H} \right)^2 \right]. \quad (6.3)$$

Расход ядра потока на 1 п.м. ширины галерей

$$q_{ядр.} = U_{ядр.} \cdot 2h = \frac{\Delta PH^2 h_0}{2\mu l} \left[ 1 - \left( \frac{h_0}{H} \right)^2 \right]. \quad (6.4)$$

Расход на 1 п.м. ширины галерей в градиентных слоях с учетом зависимости (6.2) будет

$$q_{зр.} = 2 \int U dh = \frac{\Delta PH^2}{\mu l} \left[ \frac{2}{3} H - h_0 \left( \frac{1 - h_0^2}{3H^2} \right) \right]. \quad (6.5)$$

Полный расход в галерее с учетом (6.4) и (6.5) будет

$$Q = B(q_{ядр.} + q_{зр.}) = \frac{2}{3} \frac{\Delta PH^2 B}{\mu l} \left[ H - \frac{h_0^3}{H^2} \right] \quad (6.6)$$

Или

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\Delta PH^2 B}{\mu l} f(\beta), \quad (6.7)$$

где  $f(\beta) = 1 - \beta^3$ ;  $\beta = \frac{h_0}{H}$ .

При отсутствии ядра потока (т.е.  $h_0 = 0$ ) зависимость (6.6) принимает форму

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\Delta PBH^3}{\mu l}. \quad (6.8)$$

С учетом того, что сила внутреннего трения достигает своего максимального значения в градиентном слое [13, 46], 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

$$V = \frac{Q}{2HB} = \frac{\Delta PH}{3\mu l} \frac{(H - h_0^3)}{H^2}. \quad (6.11)$$

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  $\text{Re} = \frac{V(H^3 - h_0^3)}{H(H - h_0)V}$  – число Рейнольдса для связного селевого

потока при наличии ядра потока.

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 [7, 46].

В градиентном слое с турбулентным режимом движения связного слоя интерес представляет коэффициент Шези  $C$  [7]

$$C = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}}.$$

Тогда с учетом (6.13) получаем

$$C = \sqrt{\frac{gV(H^3 - h_0^3)}{3H(H - h_0)\nu}}. \quad (6.14)$$

Для определения влияния формы поперечного сечения галерей можно воспользоваться методикой, изложенной в [8, 10], 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 [39]

$$Q = \frac{2\Delta P I_{кр.}}{\mu l} f(\beta). \quad (6.16)$$

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 [39]

$$I_{кр.} = K_1 B H^3, \quad (6.17)$$

где  $K_1$  – коэффициент пропорциональности.

Численные значения  $K_1$  приводятся в таблице 2.2.

Когда галерея наклонена к горизонту под углом  $\alpha$  и движение в ней безнапорное (рис. 6.2), зависимость (6.1) принимает вид

$$\frac{d^2U}{dy^2} = -\frac{\rho g i}{\mu}, \quad (6.18)$$

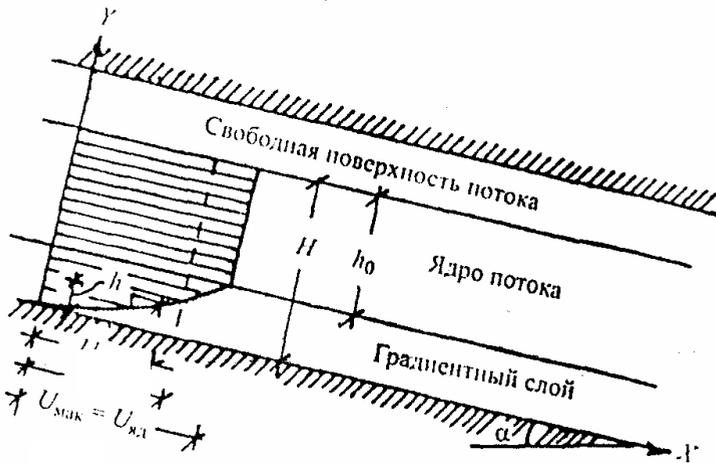
где  $i = \sin \alpha$  – уклон дна галереи.

Когда ось  $OX$  расположена на дне галереи, с учетом граничных условий (при  $y = H - h_0$ ,  $\frac{dU}{dy} = 0$ ) интегрирование

(6.18) дает

$$U = \frac{i\rho g y^3}{2\mu} [(2H - h_0) - y], \quad (6.19)$$

где  $H$  – полная глубина потока.



**Рис. 6.2.** Эпюра распределения местной скорости при безнапорном движении связною селя в галерее

Зависимость (6.19) позволяет судить о распределении местной скорости потока в градиентном слое связного 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

$$q_{зп.} = \int_0^{H-h_0} U dy = \frac{i\rho g}{12\mu} [4H^3 - 9h_0H^2 + 6h_0^2H - h_0^3]. \quad (6.22)$$

Расход потока

$$Q = B(q_{ядр.} + q_{зп.}) = \frac{i\rho gBH^3}{2\mu} f_1(\beta), \quad (6.23)$$

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

$$Q = \frac{\rho giH^3B}{3\mu}. \quad (6.25)$$

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  $B$  связного сея 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  $h_0 = \frac{\tau_0}{\rho gi}$ ;  $H = \frac{\tau}{\rho gi}$ .

## **6.2. УСТАНОВЛЕНИЕ ВЫСОТЫ ВОЛНЫ ПОВЫШЕНИЯ ПРИ ВХОДЕ СВЯЗНОГО СЕЛЕВОГО ПОТОКА В НАПОРНЫХ СООРУЖЕНИЯХ**

Среди многочисленных разновидностей противоселевых сооружений [4] наиболее распространенными являются мостовые переходы для автомагистралей и железных дорог на горных селеносных 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 [40], 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 [4], 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 [41] установления динамических параметров фронта обратной одномерной волны повышения связного селя в прямоугольном канале при его входе в тракте сооружения (рис. 6.3), 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.

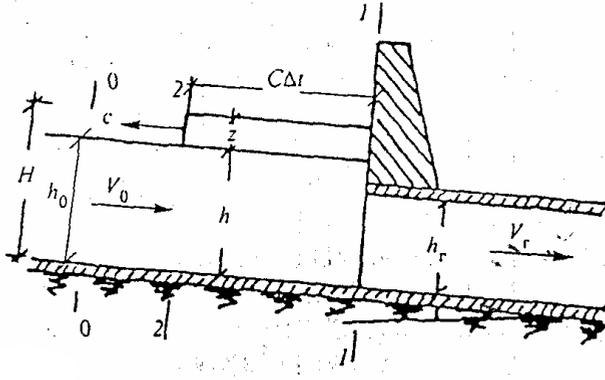


Рис. 6.3. Схема расчета волны подпора при входе связанного потока в галерею (напорном сооружении)

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 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 [11, 43], 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 повышения  $q_b = CZ$ , 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 [38].

Предложенные зависимости с некоторым приближением могут быть распространены и на случаи любых русл 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 [11], где характеристики поперечного сечения русла любой неправильной формы заменяются выражением  $H^3 \cdot B/3 = I$ .

Несовершенная методика установления гидрологических параметров связанного 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 превышения  $Z$ , 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

$$C = \frac{4 \cdot 3 - 2 \cdot 2}{1.8} = \frac{8}{1.8} = 4.44 \text{ м/с.}$$

## **6.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ПОВЫШЕНИЯ СЕЛЕВОГО ПОТОКА ПРИ ЕГО ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПОПЕРЕЧНУЮ ГЛУХУЮ ПРЕГРАДУ**

В связи с участвовавшими за последнее время экологическими нарушениями необходим осторожный и предусмотрительный подход при проектировании сооружений, предназначенных для защиты гражданских, промышленных, коммуникационных и других объектов. К ним относятся русло-перегораживающие глухие и сквозные сооружения (малогабаритные плотины), мостовые переходы на водотоках, струенаправляющие стены и др.

При воздействии на подобные сооружения селевых и насыщенных наносами водных потоков требуются особые приемы расчетов. Селевым потокам свойственны внезапность возникновения, кратковременность действия и огромная разрушительная сила, поэтому при определении характеристик противоселевых

сооружений используются нетрадиционные методы расчета.

В работе [44] рассмотрена задача определения силы удара селевого потока на поперечную сквозную преграду. Однако поведение потока после его воздействия на преграду не оценивалось, что немаловажно при проектировании подобных видов сооружений.

С практической точки зрения особый интерес вызывает оценка параметров обратной волны повышения после воздействия селевого потока на поперечную глухую преграду, которая, как подтверждается отечественным и зарубежным опытом противоселевого строительства, является одним из наиболее распространенных видов сооружения для сдерживания или ослабления натиска селевого потока.

Данное противоселевое сооружение широко применяется на практике в руслах соленосных водотоков в виде бетонных и каменно-набросных плотин или из других строительных материалов.

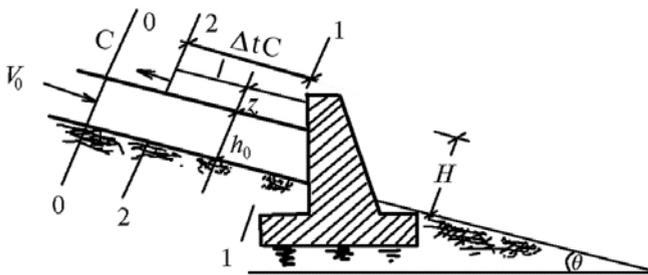
При этом отсутствие надежной информации и статистических данных о характере воздействия селевых потоков на подобные сооружения значительно осложняет подбор адекватных схем их расчета и сопоставление полученных результатов с данными натурных наблюдений.

Затруднительно фиксировать все взаимные физико-механические, статические и динамические параметры в условиях природы и в лаборатории. Это в основном относится к параметрам обратной волны, которая возникает при взаимодействии потока с сооружением.

Настоящая задача сводится к случаю внезапной остановки поступательного потока при прямом ударе его фронтальной части на поперечное препятствие, когда поток не в силах снести сооружение.

Далее излагается методика установления динамических параметров фронта обратной одномерной волны повышения селевого потока в русле прямоугольного сечения. Разумеется, в

начале удара будет наблюдаться всплеск селевой смеси, но в расчете внимание обращено на основную не разрушившуюся часть обратной волны повышения, что наблюдается в русле выше сооружения, что фронт обратной волны возникает в момент  $t_1$  после воздействия потока на поперечное сооружение, в результате чего волна переместится вверх по течению (т.е. против направления движения поступательного потока) со скоростью  $C$  и в момент  $t_2$  окажется на  $(t_2 - t_1) \cdot C = \Delta t \ell$  от сечения 1-1 (рис. 6.4).



**Рис. 6.4. Схема расчета параметров обратной волны повышения при воздействии волны селевого потока на поперечную глухую преграду:  $V_0$  – скорость потока;  $H$  – высота сооружения;  $h_0$  – глубина потока;  $z$  – высота обратной волны; 0-0, 1-1, 2-2 – сечения потока**

При этом масса, втекающая в тот же промежуток времени со стороны сечения 0-0 в пространство между сечениями 2-2 и 1-1 со скоростью  $V_0$  на единицу ширины при глубине потока  $h_0$  будет:

$$m_0 = \rho h_0 V_0 t_1,$$

а масса обратной волны высотой  $z$  со стороны сечения 1-1 вверх по течению к сечению 2-2

$$m_2 = \rho z C \Delta t.$$

Тогда вся масса селевой смеси за время  $\Delta t$  в указанном объеме с учетом всплеснувшей массы, которая снова попадает на

поверхность обратной волны, составит

$$m = \rho \Delta t (V_0 h_0 + C \cdot z). \quad (6.37)$$

Предполагая, что в створах 1–1 и 2–2 давление по глубине подчиняется гидростатическому закону [11], импульс силы  $F$

$$F \Delta t = \gamma \Delta t \left( \frac{h_0^2}{2} - \frac{H^2}{2} \right). \quad (6.38)$$

Так как  $H = h_0 + z$ , выражение можно записать следующим образом:

$$F \Delta t = -\gamma \Delta t \left( h_0 z + \frac{z^2}{2} \right). \quad (6.39)$$

С учетом выражений (6.37) и (6.39)

$$-\rho (V_0 h_0 + C \cdot z) V_0 = -\gamma \left( h_0 z + \frac{z^2}{2} \right),$$

откуда следует, что

$$-V_0^2 h_0 - V_0 C \cdot z = -g \left( h_0 z + \frac{z^2}{2} \right). \quad (6.40)$$

Так как расход обратной волны на единицу ширины  $q_{0.обр.} = C \cdot z$ , а  $q_0 = V_0 h_0$ , получим

$$C \cdot z = V_0 h_0. \quad (6.41)$$

Используя формулы (6.40) и (6.41), имеем

$$-V_0^2 h_0 - V_0^2 h_0 = -g \left( h_0 z + \frac{z^2}{2} \right),$$

или 
$$g \frac{z^2}{2} + g h_0 z - 2V_0^2 h_0 = 0,$$

откуда

$$z = \frac{-g h_0 \pm \sqrt{g^2 h_0^2 + 4g V_0^2 h_0}}{g}. \quad (6.42)$$

Зная  $z$ , нетрудно из выражения (6.41) определить скорость

относительного перемещения фронта обратной волны повышения  $C$

$$C = \frac{V_0 h_0}{z} = \frac{V_0 h_0 g}{\left(-gh_0 \pm \sqrt{g^2 h_0^2 + 4gV_0^2 h_0}\right)}. \quad (6.43)$$

Аналогичная задача решена в работе [41], только с той разницей, что параметры волны повышения рассматривались для случая, когда пропускная способность напорного сооружения была меньше расхода поступательного потока.

Если сопоставить полученные данные с результатами, приведенными в работе [41], где глубина обратной волны определяется зависимостью

$$z_0 = -\frac{gh_0 \pm \sqrt{g^2 h_0^2 + 2Kg}}{g},$$

где  $K = (4V_r^2 h_r - V_0 V_r h_0)$ ;  $V_r$  и  $h_r$ , соответственно, скорость потока и высота галереи.

Если скорость обратной волны выразить по формуле:

$$C_0 = \frac{V_0 h_0 - V_r h_r}{z},$$

то кратность превышения глубины обратной волны в случае ее воздействия на глухую преграду по сравнению с ее воздействием на сооружение можно оценить по зависимости

$$\Delta z = \frac{z}{z_0}, \quad (6.44)$$

а кратность превышения скорости по формуле

$$\Delta C = \frac{C}{C_0}. \quad (6.45)$$

### Пример

Скорость селевого потока в русле прямоугольного сечения  $V = 4,0$  м/с при глубине  $h = 3,0$  м. Следует определить глубину  $z$  и скорость обратной волны превышения  $C$ , возникшей в

результате внезапного воздействия потока на глухое поперечное препятствие.

### **Решение**

Определим по зависимости (6.42) глубину обратной волны превышения

$$z = \frac{-9,81 \cdot 3 \pm \sqrt{9,81^2 \cdot 3^2 + 4 \cdot 9,81 \cdot 4^2 \cdot 3}}{9,81} = \frac{-29,43 \pm 52,44}{9,81} = 2,345 \text{ м}$$

Тогда скорость обратной волны по зависимости (6.43) будет равна

$$C = \frac{4 \cdot 3}{2,345} = 5,12 \text{ м/с.}$$

Если сопоставить полученные данные примера с данными воздействия селевого потока на напорное сооружение [41], для которого  $z = 1,8$  м, а  $C_0 = 4,44$  м/с, выясняется, что для глухого сооружения превышение глубины обратной волны повышения составляет

$$\Delta z = \frac{z}{z_0} = \frac{2,345}{1,8} = 1,3 \text{ раза,}$$

а превышение скорости обратной волны

$$\Delta C = \frac{C}{C_0} = \frac{5,12}{4,44} = 1,15 \text{ раз больше.}$$

Эти превышения можно также определить по зависимостям (6.44) и (6.45).

## **6.4. РАСЧЕТ СЕЛЕСБРОСНЫХ КАНАЛОВ С ПЕРЕМЕННЫМ УКЛОНОМ ДНА**

В горных регионах ряд водотоков временного действия характеризуется прохождением селевых потоков различного генезиса, в том числе гиперконцентрированных селей, которые нередко пересекают важные коммуникационные сооружения: железные дороги, автомагистрали, деривационные и ирригационные каналы и т.д.

Во избежание их занесения твердым селевым стоком селевые потоки обычно пропускают по лотковым каналам в зависимости от рельефа местности над или под этими объектами. В подобных случаях следует использовать нетрадиционные методы гидравлического расчета селесбросных лотковых сооружений, особенно при резком изменении уклона их дна, обусловленном местными топографическими условиями рельефа.

Оценим поведение гиперконцентрированного селевого потока в местах изменения уклона дна селесбросного канала, в которых часто появляется единичная волна, нередко имеющая отдельную амплитуду, и поток переливается через борта направляющих стенок, при этом нарушается экологическая стабильность окружающей среды.

Исходя из изложенного, прогноз высоты единичной волны необходим для рационального проектирования сбросного селесбросного тракта в условиях изменения уклона дна.

Допустим, что селесбросной канал имеет прямоугольное поперечное сечение с постоянной шириной, которая не меняется по всей длине тракта. Первый и второй участки селесбросного тракта имеют следующие гидравлические характеристики: уклон и "абстрактно"-нормальная глубина потока на первом участке, соответственно,  $i_1$  и  $H_1$ , а на втором участке –  $i_2$  и  $H_2$ , при этом поток характеризуется критической глубиной  $h_{кр}$  и критическим уклоном  $i_{кр}$ .

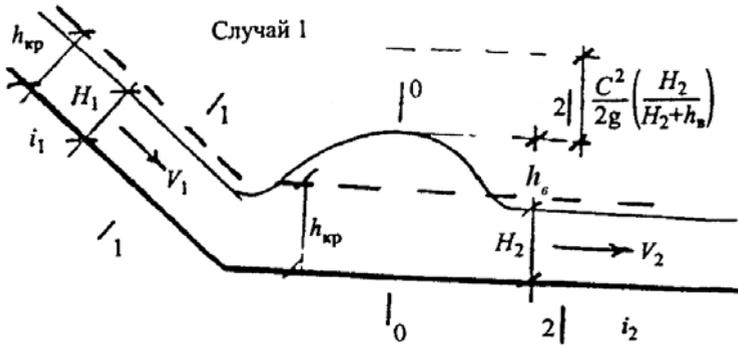
В начале второго участка селесбросного тракта из-за уменьшения уклона происходит возникновение единичной волны, которая теоретически должна перемещаться на бесконечное расстояние без изменения формы и скорости, но в реальных условиях глубина волны постепенно уменьшается под влиянием трения по длине и наступает "абстрактно"-равномерный режим движения с установившимися гидравлическими параметрами потока.

Так как сбросной тракт состоит из двух участков с разными уклонами, то режим движения потока на этих участках будет

определяться соотношением уклонов и глубин потока с учетом их критических значений.

Рассмотрим два возможных случая движения гиперконцентрированного селевого потока через селепропускной тракт.

1. Уклоны и глубины первого и второго участков соотносятся друг с другом следующим образом:  $i_1 > i_{кр} > i_2$  и  $h_{кр} > H_2 > H_1$  (рис. 6.5).



**Рис. 6.5.** Схема движения гиперконцентрированного селевого потока по селебросному тракту при  $i_1 > i_{кр} > i_2$  и  $h_{кр} > H_2 > H_1$

Пренебрегая трением потока на переходном участке тракта, используя уравнение энергии между "абстрактно"- равномерным режимом движения в створе 2-2 потока и в створе 0-0, получим

$$H_2 + \frac{V_2^2}{2g} = H_2 + h_b + \frac{C^2}{2g} \left( \frac{H_2}{h_b + H_2} \right)^2, \quad (6.46)$$

откуда высота волны  $h_b$  на переходном участке равна

$$h_b = \frac{V_2^2}{2g} - \frac{C^2}{2g} \left( \frac{H_2^2}{h_b^2 + 2h_b H_2 + H_2^2} \right), \quad (6.47)$$

где  $C$  – скорость распространения волны [5]:

$$C = \sqrt{2gH_2 \cos \theta}, \quad (6.48)$$

$\theta$  – предельное значение наклона плоскости дна канала, при котором селевая смесь определенной глубины и заданной консистенции начинает перемещаться.

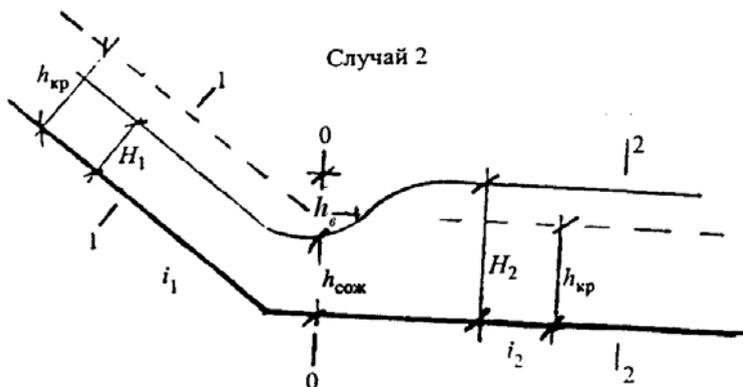
В том случае, когда в расчете требуется учет силы трения (сопротивления), тогда уравнение (6.47) принимает вид

$$h_e = \frac{V_2^2}{2g}(1 - \xi) - \frac{C^2}{2g} \left( \frac{H_2^2}{h_e^2 + 2H_2h_e + H_2^2} \right), \quad (6.49)$$

где  $\xi$  – коэффициент сопротивления, меняющийся в пределах 0,3-0,4.

Зависимости (6.47) и (6.49) дают возможность определить высоту единичной волны на переходном участке селесбросного сооружения без учета и с учетом сил трения.

2. Допустим, что уклоны участков сбросного канала соотносятся друг с другом следующим образом: для верхнего участка  $i_1 > i_2 > i_{кр}$  и  $h_{кр} > H_1$ , а для нижнего участка  $i_2 > i_{кр}$  и  $h_{кр} < H_2$  (рис. 6.6).



**Рис. 6.6.** Схема движения гиперконцентрированного (свяного) селевого потока по селесбросному тракту при  $i_1 > i_{кр} > i_2$  и  $H_2 > h_{кр} > H_1$

Полные глубины "абстрактно"-равномерных режимов движения  $H_1$  и  $H_2$  определяются по зависимости [5]

$$H = \sqrt[3]{\frac{gv}{gif(\beta)}}, \quad (6.50)$$

где  $v$  – кинематический коэффициент вязкости;

$$f(\beta) = \frac{\beta}{2}(\beta^2 - 1) + \frac{1}{3}(1 - \beta^3); \quad (6.51)$$

$\beta = h/H$ ;  $h$  – глубина ядра (безградиентного слоя) потока.

При этом критическая глубина потока будет [7] равна

$$h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}}, \quad (6.52)$$

где  $q$  – удельный расход потока на единицу ширины.

Сжатая глубина потока [7] равна

$$h_{сж} = 0,5H_1 \left[ \sqrt{1 + 8 \left( \frac{h_{кр}}{H_1} \right)^3} - 1 \right], \quad (6.53)$$

$$h_{пр} = h_е = H_2 - h_{сж}. \quad (6.54)$$

Для конкретных значений  $f(\beta)$  можно использовать данные, приведенные в таблице 2.1.

Следует учесть; что для гиперконцентрированных селевых потоков с заданной концентрацией функция  $v/f(\beta) \approx const$ . По данным опытов  $f(\beta)$  в зависимости от соотношения  $h/H$  меняется в пределах 0,2-0,8.

### **Пример расчета для случая (рис. 6.5)**

Заданы следующие значения параметров гиперконцентрированного (связного) селевого потока при его прохождении через селебросное лотковое сооружение:  $H_2 = 3$  м;  $\theta = 20^\circ$ ;  $\cos \theta = 0,54$ ;  $V_2 = 4$  м/с; удельный расход потока  $q = 12$  м<sup>2</sup>/с.

Скорость распространения волны по формуле (6.48) будет равна  $C = 7,43$  м/с.

Допустим, что  $h_g = 0,5$  м. Пользуясь равенством (6.49), где  $\xi = 0,4$ , получаем  $h_g = 0,69$  м.

Следовательно, надо задаваться другим значением высоты волны. Примем  $h_g = 0,6$  м, тогда получаем,  $0,60 \approx 0,65$ , что вполне удовлетворяет условиям задачи.

Таким образом, высоту бортов сооружения следует брать больше:  $H_2 + h_g = 3,65$  м.

### **Пример расчета для случая (рис. 6.6)**

Допустим, что уклон первого участка сбросного тракта  $i_1 = 0,5$ , уклон второго участка  $i_2 = 0,1$ . Кинематический коэффициент вязкости гиперконцентрированного (связного) селевого потока  $\nu = 0,1$  м<sup>2</sup>/с, удельный расход  $q = 1$  м/с. Следует определить сжатую глубину гиперконцентрированного селевого потока в створе 0–0 на втором участке селесбросного лоткового сооружения.

Полная "абстрактная глубина" равномерно движущегося потока в створе 1–1 селесбросного сооружения при  $\beta = 0,2$  по зависимости (6.50) равна  $H_1 = \sqrt[3]{0,087} = 0,44$  м.

В створе 2–2 полная "абстрактная глубина" равномерно движущегося потока при  $\beta = 0,2$  по зависимости (6.50) равна  $H_2 = 0,76$  м.

Критическая глубина потока для обоих створов 1–1 и 2–2 по формуле (6.52) равна  $h_{кр} = 0,76$  м.

Таким образом получается, что в створе 1–1 режим движения потока бурный, так как  $H_1 = 0,44 < h_{кр} = 0,76$  м.

В створе же 2–2 режим движения потока будет спокойным, так как  $H_2 = 0,76 > h_{кр} = 0,76$  м.

Определим сжатую глубину потока в створе 0–0 (рис. 6.6) по формуле (6.53):  $h_{сж} = 0,32$  м.

Так как  $H_1 = 0,44$  м, то поток глубиной  $H_1$  уменьшается:

$$H_1 - h_{\text{сж}} = 0,12 \text{ м.}$$

Высота прыжка равна  $h_{\text{пр}} = H_2 - h_{\text{сж}} = 0,44 \text{ м.}$

## **6.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ВЫСОТЫ ПРЕПЯТСТВИЯ, ПРЕОДОЛЕВАЕМОЙ СЕЛЕВЫМ ПОТОКОМ**

Движение связного селевого потока в транзитной зоне водотока при экстремальных значениях его гидравлических параметров характеризуется бурным режимом. Сель, встретив на своем пути устойчивое вертикальное сооружение определенной высоты, без изменения своего первоначального направления, стремится через препятствие [4, 5 и др.].

Крутое наклонное дно значительно влияет на гидравлические параметры потока. Однако, известно, что критическая глубина не зависит от уклона водотока.

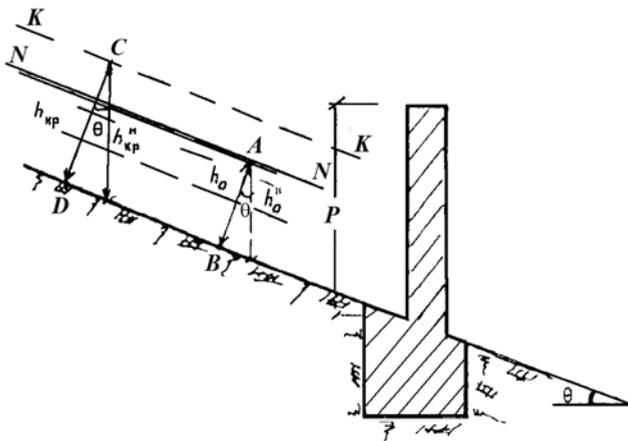
В качестве поперечного препятствия в верхней зоне водотока, с целью регулирования стока, нередко строят вертикальные сооружения. Когда напорная сторона препятствия вертикальна, а глубины отсчитаны (критическая и нормальная), как перпендикуляры к плоскости наклона водотока, то для преодоления преграды крутой уклон играет существенную роль.

Через невысокие вертикальные препятствия сель переходит даже в тех случаях, когда последние выше движущейся селя в 2-3 раза [4]. При воздействии селевого потока на невысокое препятствие, обратная волна не появляется и поток свободно переливается через него в нижний бьеф. Перед сооружением мгновенно происходит накопление незначительной части селевой массы трамплинообразной формы, что обеспечивает перелив потока в нижний бьеф.

Задача заключается в том, чтобы определить возможную максимальную высоту вертикального поперечного препятствия,

которое в состоянии преодолеть связной селевой поток без образования обратной волны и наличия кривого подпора классической формы в верхнем бьефе сооружения.

На рис. 6.7 показана расчетная схема для определения максимальной высоты вертикального препятствия с указанием основных параметров потока и сооружения для обоснования предлагаемой схемы расчета. На рисунке приняты следующие обозначения:  $\theta$  – угол наклона русла к горизонту.  $K-K$  – воображаемая линия критической глубины;  $N-N$  – линия нормальной (равномерной) глубины;  $AB = h_0 \approx h_1$  – нормальная глубина;  $CD = h_{кр}$  критическая глубина;  $P$  высота вертикального препятствия.



**Рис. 6.7. Схема расчета для определения максимальной высоты препятствия, преодолеваемого селевым потоком**

Действительные вертикальные глубины, соответственно, определяются (рис. 6.7)

$$h''_0 = h'_B = \frac{h_0}{\cos \theta}; \quad h'_{кр} = \frac{h_{кр}}{\cos \theta},$$

где  $h'_B$  – одновременно вертикальная первая сопряженная глубина перед "прыжком".

Допустим, что вертикальное препятствие имеет форму неза-топленного водослива (селеслива). Расход водослива [7] определяется по формуле

$$q = m\sqrt{2g}H^{3/2}, \quad (6.55)$$

где  $H$  – действующий напор;  $m$  – коэффициент расхода;  $q = Q/b$  – расход на единицу ширины водослива с прямоугольным сечением.

Из (6.55) следует

$$H = \sqrt[3]{\frac{q^2}{m^3 2g}}. \quad (6.56)$$

В зависимости не входит  $\alpha$  – коэффициент неравномерности распределения скорости по вертикали, так как в связном севом потоке режим перемещения – структурный, т.е. движение происходит в форме квазитвердого тела [4, 5 и др.].

Для прямоугольного русла критическая глубина потока принимается по формуле

$$h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}}.$$

При наличии прыжка  $h' < h_{кр}$  вторая сопряженная глубина [7] определяется по выражению

$$h'' = 0,5h' \left[ \sqrt{1 + 8 \left( \frac{h_{кр}}{h'} \right)^3} - 1 \right]. \quad (6.57)$$

Максимальную высоту вертикального препятствия, которую может преодолеть связной селевой поток без подпора и появления обратной волны превышения [4, 7], определяем по зависимости

$$P = h'' - H. \quad (6.58)$$

Зависимость (6.58) справедлива, когда уклон дна водотока  $i \approx 0$ . При значительных уклонах водотока в расчетные

зависимости необходимо ввести поправку с помощью корректирующего члена. Тогда сопряженные глубины следует характеризовать по зависимостям:

$$h'_B = \frac{h'}{\cos \theta}; \quad h''_B = \frac{h''}{\cos \theta} \text{ и т.д.}$$

С учетом отмеченного, вместо (6.58) будем иметь

$$P = h''_B - H. \quad (6.59)$$

Достоверность предложенного подхода для решения поставленной задачи подтвердили эксперименты, проведенные на селевой установке [4, 20]. Наблюдения показали, что поток, направленный вверх, для преодоления критической линии  $KK$ , "черпает силу" от поступательного квазитвердого селевого потока, толчками движущегося в русле водотока.

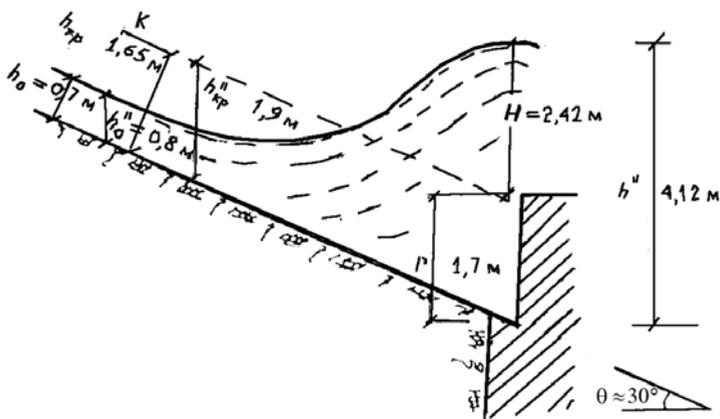


Рис. 6.8. Максимальная высота вертикального сооружения

### Пример

Допустим, что поперечное сечение русла водотока прямоугольное:  $Q = 100 \text{ м}^3/\text{с}$ ;  $b = 15 \text{ м}$ ;  $q = 100/15 = 6,66 \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $\theta = 30^\circ$ ;  $i = \sin 30^\circ = 0,5$ ;  $\cos 30^\circ = 0,866$ . Относительная глубина связного селевого потока, т.е. отношение глубины структурной части потока к общей глубине  $\beta = 0,8$ , соответственно –  $f(\beta) = 0,018$

[табл. 2.1]. Кинематический коэффициент вязкости связного селя –  $\nu = 0,004 \text{ м}^2/\text{с}$ .

Следует определить максимальную высоту вертикального препятствия на прямолинейном участке водотока, которую селевой поток в состоянии преодолеть без особого затруднения, с учетом уклона дна водотока и без его учета.

**I вариант** – с учетом уклона дна водотока.

Подставляя в формулы вышеприведенные значения, определим:

нормальную глубину связного селевого потока (рис. 6.8)

$$h_0 = 0,7 \text{ м}; \quad h' = h_0 = 0,7 \text{ м};$$

критическую глубину

$$h_{\text{кр}} = 1.65 \text{ м}.$$

Так как  $1,65 > 0,7 \text{ м}$ , режим движения селевого потока перед препятствием бурный.

Вертикальная нормальная глубина потока относительно дна русла будет равна  $h_0'' = 0,8 \text{ м}$ ; критическая глубина  $h_{\text{кр}} = 1.9 \text{ м}$ .

Действующий напор на водосливе определяется по формуле

$$H = \sqrt[3]{\frac{q^2}{m^3 2g}}.$$

При  $m = 0,4$ ,  $H = 2,42 \text{ м}$ .

Вторая сопряженная глубина будет равна  $h_0'' = 3,57 \text{ м}$ . Поправка с учетом уклона дна  $h_B'' = 4,12 \text{ м}$ .

На основании полученных значений определяем максимальную высоту вертикального препятствия для рассматриваемого случая:  $P_1 = h_B'' - H = 1,7 \text{ м}$

**II вариант** – без учета наклона дна водотока:

$$h' = h_0 = 0,7 \text{ м}; \quad h_{\text{кр}} = 1.65 \text{ м}; \quad h'' = 3,57 \text{ м}; \quad H = 2,42 \text{ м}.$$

Тогда  $P_2 = 1.33 \text{ м}$ .

Сравнение I и II вариантов показывает что поток с учетом наклона дна водотока при эквивалентных условиях может

преодолеть более высокое вертикальное препятствие, чем без его учета. В данном примере эта разница составляет

$$P = P_1 - P_2 = 0,37 \text{ м.}$$

Таким образом, для задержания селевого стока, высоту построенных вертикальных (каскадно) сооружений следует брать больше 1,7 м (рис. 6.8).

### 6.6. ВЛИЯНИЕ УКЛОНА ДНА ВОДОТОКА НА ПАРАМЕТРЫ ВОЛНОВОГО ДВИЖЕНИЯ СЕЛЕВОГО ПОТОКА

Быстрое изменение параметров волнового движения на больших (крутых) уклонах может быть вызвано, например, внезапным увеличением расхода селя при мгновенной сработке одновременно нескольких боковых эрозионных очагов, где отложен значительный объем готовой селевой массы. Волны накладываются сверху на сформировавшийся селевой поток, движущий в русле главного селевого водотока. Естественно, средняя по сечению скорость селевого потока в водотоке между двумя створами увеличится от  $V_1$  до  $V_2$  и соответственно увеличится и количество движения.

Согласно второму закону Ньютона неуравновешенная сила, необходимая для изменения количества движения за единицу времени и на единицу ширины, равна произведению массы на изменение скорости также за единицу времени. Если учесть, что в верховьях селеносных водотоков уклоны дна русла и боковых притоков значительные в таких случаях вышеуказанный закон Ньютона в руслах с прямоугольным поперечным сечением на единицу ширины примет вид:

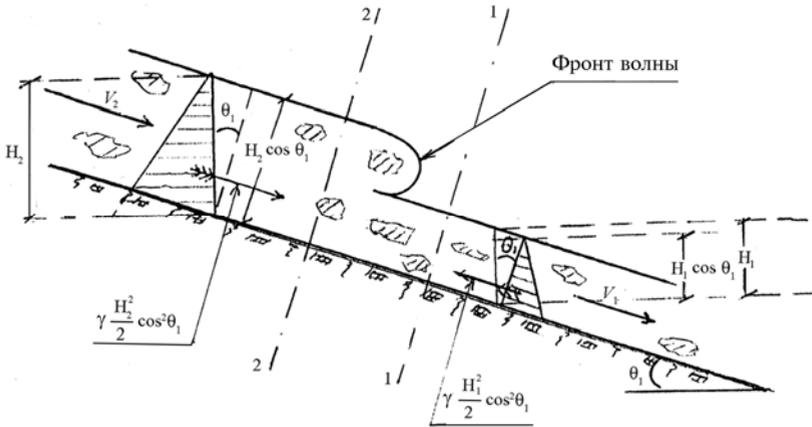
$$F = \frac{1}{g}(V_g - V_2)H_2 \cos \theta_1 \gamma(V_2 - V_1), \quad (6.60)$$

где  $g$  – ускоренные силы тяжести;  $V_g$  – скорость распространения

фронта волны при движении основного потока (рис. 6.9);  $H_2$  – вертикальная глубина потока в створе 2–2;  $\theta$  – угол наклона дна водотока к горизонту;  $\gamma$  – объемный вес селя.

Силы, которые находятся в неуравновешенном состоянии, характеризуются гидростатическими давлениями, т. е.

$$F = \frac{\gamma H_2^2}{2} \cos^2 \theta_1 - \frac{\gamma H_1^2}{2} \cos^2 \theta_1. \quad (6.61)$$



**Рис. 6.9.** Схема учета уклона дна водотока на гидравлические параметры волнового движения селевого потока

Приравнявая (6.60) и (6.61), получим:

$$\frac{1}{g}(V_6 - V_2)H_2 \cos \theta_1 \gamma (V_2 - V_1) = \frac{\gamma H_2^2}{2} \cos^2 \theta_1 - \frac{\gamma H_1^2}{2} \cos^2 \theta_1$$

т.е.

$$(V_6 - V_2)(V_2 - V_1) = \frac{g}{2} \cos \theta_1 \left( H_2 - \frac{H_1^2}{H_2} \right). \quad (6.62)$$

В течении интервала времени  $dt$  фронт волны перемещается впереди на расстояние  $V_6 dt$ . Скорость волны больше "равномерного" режима движения в створах 1–1 и 2–2. Когда фронт волны передвигается над потоком, он увлекает за собой

постоянный расход на единицу ширины, равный:

$$q_0 = (V_6 - V_2)H_2 \cos \theta_1. \quad (6.63)$$

Фронт волны оставляет за собой в верхнем течении постоянный единичный расход  $q_0 = (V_6 - V_1)H_1 \cos \theta_1$ . Этот расход, т.е. постоянный расход  $q_0$  можно назвать обгоном.

Тогда, приравнявая значения постоянных расходов, можно написать:

$$(V_6 - V_2)H_2 = (V_6 - V_1)H_1. \quad (6.64)$$

Из (6.64), определяя  $V_1$ , получим:

$$V_6(H_2 - H_1) = V_2H_2 - V_1H_1, \quad (6.65)$$

откуда:

$$V_6 = \frac{V_2H_2 - V_1H_1}{H_2 - H_1} \quad (6.66)$$

или

$$V_6 = \frac{q_2 - q_1}{H_2 - H_1}, \quad (6.67)$$

где  $q_2$  и  $q_1$  – расходы на единицу ширины в створах 2–2 и 1–1.

Определяя из (6.65) значение  $V_2$  получим:

$$V_2 = \frac{V_6H_2 - V_6H_1 + V_1H_1}{H_2}. \quad (6.68)$$

Подставляя (6.68) в (6.62), после соответствующих преобразований получим:

$$V_6 = \sqrt{\frac{gH_2}{2} \cos \theta_1 \frac{\left(H_2 - \frac{H_1^2}{H_2}\right)}{\left(H_1 - \frac{H_1^2}{H_2}\right)}} + V_1. \quad (6.69)$$

Если обозначим:

$$C = \sqrt{\frac{gH_2}{2} \cos \theta_1 \frac{\left(H_2 - \frac{H_1^2}{H_2}\right)}{\left(H_1 - \frac{H_1^2}{H_2}\right)}} \quad (6.70)$$

или

$$C = \sqrt{\frac{gH_2}{2H_1} \cos \theta_1 (H_2 - H_1)}, \quad (6.71)$$

тогда взамен получим:

$$V_g = C + V_1. \quad (6.72)$$

Зависимость (6.69) является общим уравнением для характеристики абсолютной скорости распространения волны вниз по течению.

$C = V_g - V_1$  представляет собой скорость волны относительно скорости начального движения.

Нетрудно заметить, что при  $\cos \theta_1 = 1$  [37]

$$C = \sqrt{\frac{gH_2}{2H_1} (H_2 + H_1)}. \quad (6.73)$$

При  $H_1 \approx H_2$  получим известную зависимость Лагранжа

$$C = \sqrt{gH}. \quad (6.74)$$

## **7. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ЛАВИНООБРАЗНОГО ДВИЖЕНИЯ СЕЛЯ В РУСЛАХ ВОДОТОКА**

Главными факторами, знание которых необходимо для характеристики лавинообразного движения селевых потоков, являются скорость потока и место его остановки.

Эти две противоположные задачи (в первой из них требуется найти скорость в любом створе пути, а во второй – определить место, где скорость селя может иметь нулевую величину) весьма важны для расчета противоселевых сооружений. Необходимо также определить длину выброса селя, с целью установления границ опасной зоны воздействия селя на окружающую среду.

Немаловажным является также получение критериального соотношения лавинообразного движения, что даст возможность прогнозировать условия возникновения такого вида движения селя на конкретном объекте водотока селевого характера.

Первая попытка подхода с позиции описания лавинообразного движения селя была дана проф. Т.Г. Войнич-Сяноженцким.

Лавинообразное передвижение селевого потока – очень опасное явление из-за того, что вся отложенная селевая масса с эрозионного вреза мгновенно срывается из очага и с большой скоростью сметает все препятствия на своем пути.

Отрыв селевых отложений часто носит порциальнообразный характер, но из-за значительного объема оторванной порции массы и большой скорости становится весьма опасным.

Подобный процесс с соответствующими фотографиями зафиксирован в трудах ГрузНИИГиМ. Авторы лично наблюдали в ясную погоду весь процесс, что дало члену экспедиции Г. Хараишвили возможность сфотографировать полностью

процесс передвижения лавинообразного движения селевого потока. Такое явление часто наблюдается после землетрясения, когда в эрозионном врезе селевая масса находится в "готовом" для срыва состоянии.

Это явление нельзя назвать "течением". Его можно представить, как передвижение определенного целого объема селя.

При решении подобной задачи следует описать, как ведет себя цельный объем оторванной массы и проследить, как изменяется скорость движения до полной остановки на конусе выноса водотока селевого характера.

На рис. 7.1 дан продольный профиль селевой массы в эрозионном врезе и постараемся проследить за движением этого целого объема (или значительной части) его перемещения.



Рис. 7.1.

Уравнение равновесия вышеотмеченной массы в эрозионном врезе будет:

$$G_1 - F_1 - G_2 = 0, \quad (7.1)$$

где:  $G_1 = \gamma w \sin \theta$ ;  $\gamma$  – удельный вес отложенной селевой массы;  $w$  – общий объем всей отложенной селевой массы в эрозионной врезе;  $\theta$  – угол наклона дна эрозионного вреза к горизонту;  $i = \sin \theta$  – уклон дна эрозионного вреза;  $F_1$  – сила инерции;  $G_2$  – сила сопротивления движению.

Так как масса селя "квazitвердое" тело, она подчиняется не законам Кулона, относящимся трению двух твердых тел, а скольжению "аномальной" неньютоновской жидкости на контактной поверхности (селевой массы) о твердом теле водотока. В рассмотренном случае сила трения зависит от коэффициента вязкости и скорости скользющих между слоями движущегося потока, который на контактной поверхности потока и русла прилипает к направляющим берегам и ко дну водотока. Трение селевой массы в русле водотока часто является трением селя на поверхности уже отложенной селевой массы.

На тех участках, где нет свежих отложений селевой массы, путь русла сглаживает головная часть селя, по которому и скользит далее. Шероховатость водотока на величину  $\tau$  мало влияет, если неровности малы и углубления не заполнены селевыми отложениями. Но при больших шероховатостях трение должно увеличиться во время заполнения ее (сглаживания) селевой массой.

В рассмотренном случае, так как селъ – "квazitвердое" тело, сила трения зависит от вязкости и скорости скользющих между слоями движущегося потока.

Поэтому взамен  $Mg \cos \theta$  следует ввести силу сопротивления в виде "аномальной" жидкости  $G_2 = \tau \Omega$  в форме силы касательного напряжения.

Подставляя соответствующие величины в (7.1), получим:

$$\frac{dV}{dt} \rho w = \rho g w i - \tau \Omega, \quad (7.2)$$

где фактически:  $\tau$  – среднее значение касательного напряжения а  $\Omega$  – площадь соприкосновения селя с руслом водотока (независимо от формы поперечного сечения русла).

После несложных преобразований и интегрирования (7.2) получим:

$$V_2 - V_1 = ig \left( 1 - \frac{\tau \Omega}{\gamma w i} \right) (t_2 - t_1), \quad (7.3)$$

где:  $V_2$ ,  $V_1$ ,  $t_2$ ,  $t_1$  – соответственно, скорости в соседних створах, а  $t_2$  и  $t_1$  – время движения потока на выделенном участке (между створами).

Зависимость (7.3) должна применяться отдельно к каждому прямолинейному участку пути последовательно, начиная с эрозионного вреза, для которого начальная скорость  $V = V_0 = 0$ , включая конус выноса. На каждом следующем участке начальная скорость принимается равной скорости, достигнутой в конце предыдущего участка, хотя на изгибах пути возможна некоторая потеря скорости.

Для приблизительной оценки возникновения лавинообразного движения возможно также по всей длине, до места остановки селя, усреднить уклон и так оценить по нижеприведенному критерию (7.4), т.е. прогнозировать возникновение лавинообразного движения селя.

Что касается места остановки селевого потока, можно воспользоваться методикой, изложенной в работе [15].

Лавинообразное движение селя довольно редкое явление, но при проектировании противоселевых сооружений следует проверить возможность возникновения лавинообразного движения селя в водотоке. Это не представляет трудности по нижеприведенной критериальной зависимости, что можно получить из зависимости (7.3), откуда следует, что в том случае, когда

$$1 > \frac{\tau \Omega}{\gamma w i}, \quad (7.4)$$

возможно лавинообразное движение селя в данном водотоке.

В противном случае, когда  $1 < \frac{\tau \Omega}{\gamma w i}$ , лавинообразное движение селя не будет наблюдаться.

**Пример:**

Заданы:  $\tau = 0,03 \text{ кг/см}^2$ ;  $\Omega = 2000 \text{ м}^2$ ;  $i = 0,7$ ;  $w = 8000 \text{ м}^3$ ;  
 $\gamma = 2 \text{ т·с/м}^3$ .

**Решение:**

Определим соотношение

$$\frac{\tau \Omega}{\gamma w i} = \frac{0,03 \cdot 20000000}{0,002 \cdot 0,7 \cdot 8000000000} = 0,53 .$$

Так как из зависимости (7.4)  $1 > 0,53$  возможно лавинообразное передвижение всей селевой массы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в данной работе исследования охватывают определенный круг вопросов волнового движения гиперконцентрированных наносами (связных, структурных) селевых потоков. Проведенные исследования следует рассматривать лишь как определенный этап на пути объяснения ряда явлений, свойственных селевым потокам. Ряд вопросов, затронутых в настоящей работе, требуют дальнейших исследований с целью получения строгих решений. Авторы полагают, что полученные ими результаты могут быть использованы для проведения пути дальнейших исследований по данной проблеме.

В основу работы положены публикации авторов за последние годы в разных специальных журналах. Их значительная часть опубликована в ведущих зарубежных журналах ("Гидротехническое строительство", "Метеорология и гидрология", "Экологические системы и приборы" и др.), сборниках докладов Международных научно-технических конференций, а также в республиканских изданиях (Сообщения НАН Грузии, в тематических сборниках Института водного хозяйства Грузии и др.).

Затронутые в монографии вопросы дают возможность в первом приближении определить уязвимость компонентов ландшафта и народнохозяйственных объектов к различным опасностям, вызванным прохождением селевых потоков волновым режимом движения, определить неблагоприятные последствия и избежать катастрофических разрушений, частота которых в последнее время имеет явную тенденцию к нарастанию. Изложенный подход прогнозирования волнового движения селевых потоков может быть использован специалистами при разработке нормативно-технических материалов (что пока еще

не сделано), отражающих порядок регламентации предельных значений параметров волнового движения селя, что даст возможность нормально функционировать сооружениям противоселевой защиты.

Авторы исходили из интерпретации волнового процесса селей с позиции одномерной трактовки явления. Такой подход на данном этапе развития науки по селям оказался более плодотворным. Поэтому была избрана одномерная трактовка явления, которая относительно проста, а полученные результаты, с практической точки зрения, являются приемлемыми.

Авторы сознают, что модель равномерного движения селя, это некоторая "абстракция", но учитывая, что решение многих сложных задач динамики (тем более для характеристики волнового режима движения) невозможно без допущения этого "фиктивного" подхода, и поэтому пришлось с этим смириться.

Следует признать, что при отборе материала не могли не проявляться личные позиции и оценки авторов, которые легли в основу для принятия предложенной модели волнового или лавинообразного движения селей. 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, где ряд вопросов решаются впервые, за что авторы просят свои извинения.

Толчком к написанию данной работы послужили невиданные по масштабам природные катаклизмы последних лет, не только на Кавказе, а по всему миру, в форме наводнений, оползней, крупномасштабных обрушении береговых откосов русел, интенсивно протекающих на склонах широкомасштабных эрозионных процессов, селевых потоков и др.

Для публикации книги также послужил стимулом факт, что ведущие журналы РФ, НАН Грузии, международные научно-технические конференции в своих сборниках докладов давали зеленый свет публикациям авторов, считая их актуальными по

проблеме смягчения ущерба от природных катаклизмов, за что авторы приносят огромную благодарность членам редколлегии научных журналов, сборников докладов международных конференций и рецензентам публикуемых научных статей в указанных изданиях.

Наконец, часть полученных результатов, хотя и не являются окончательными, однако по мнению авторов, наглядно указывают на перспективность и плодотворность подобного подхода для решения многих нужных сложных проблем.

Авторы весьма благодарны редактору и рецензенту данной работы, которые внимательно рассмотрели рукопись и сделали существенные замечания, учет которых позволил улучшить изложение ряда положений.

## Использованная литература

1. **Уилкинсон У.А.** Неньютоновские жидкости. Пер. с англ. М.: изд-во "Мир", 1964, 216 с.
2. **Павловский Н.Н.** Гидравлика. Ч. 1, 1928, 373 с.
3. **Имбац С.Н.** Основы гидравлики. М.: Гос. изд. литературы по строительству и архитектуре, 1952, 423 с.
4. **Гагошидзе М.С.** Селевые явления и борьба с ними. Тбилиси: изд. "Сабчота Сакарвело", 1970, 385 с.
5. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Основы динамики селей. Тбилиси, 2007, 213 с.
6. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Механизм перемещения селевым потоком крупногабаритного скального обломка. //ж. "Метеорология и гидрология", №4, 2009, с. 94-98.
7. **Штеренлихт Д.В.** Гидравлика. М.: Энергоатомиздат, 1984, 639 с.
8. **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.
9. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкостей и газа. М.: "Наука", 1970, 204 с.
10. **Черный Е.А.** К вопросу сливных лотков и каналов для равномерного движения вязкой жидкости при ламинарном режиме. //ж. "Нефтяное хозяйство", №7, 1935.
11. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Движение селей и их взаимодействие с сооружениями. Тбилиси, 2001, 148 с.
12. **Natishvili O., Dzierishvili 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.
13. **Астарита Дж., Маруччи Дж.** Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей. М.: изд-во "Мир", 1978, 309 с.
14. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Параметры гиперконцентрированной массы, сорвавшейся с эрозионного вреза. //ж. "Экологические системы и приборы", М., 2009, №8, с. 40-41.
15. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Расширение связного селевого

- потока на конусе выноса. //ж. "Метеорология и гидрология", М., 2000, №7, с. 97-100.
16. **Богомолов А.И., Михайлов К.А.** Гидравлика. М.: Стройиздат, 1972, 648 с.
  17. **Тевзадзе В.И.** Статистика прошедших в условиях природы связанных селевых потоков. Сб.: Проблемы противоселевых мероприятий. Алма-Ата: изд. "Казахстан", 1988, с. 44-50.
  18. **Natishvili O, Tevzadze V.** Investigation of the Dynamic Characteristics of Hyperconcentrated Alluvial Flows. //Bulletin of Georgian National Academy of Sciences, 2010, vol. 4, No.2, pp. 96-102.
  19. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Одномерные уравнения движения связанного селевого потока с переменным расходом вдоль пути и некоторые частные решения. //ж. "Метеорология и гидрология", М., 2010, №2, с. 101-103.
  20. **Гагошидзе М.С., Натишвили О.Г.** Экспериментальная установка по изучению селевых потоков и паводков. //Тр. ГрузНИИГиМ, 1965, вып. 23, с. 175-184.
  21. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Волны в связанных селевых потоках. //ж. "Метеорология и гидрология", М., №2, 2003, с. 91÷96.
  22. **Natishvili O.** Waves in Debris Flows. //Bulletin of Georgian National Academy of Sciences, 2007, vol. 175, No.1, pp. 66-69.
  23. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Некоторые особенности расчета селепропускных сооружений. //ж. "Гидротехническое строительство", 2006, №10, с. 3941.
  24. **Арсенишвили К.И.** Воздействие набегающих волн на гидротехнические сооружения. Тбилиси: изд-во "Сабчота Сакартвело", 1961, 183 с.
  25. **Пригожин И.Р.** Введение в термодинамику необратимых процессов. М., ИЛ, 1960.
  26. **Natishvili O.** Cohesive Mudflow Wave Motion. //Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 1998, vol. 157, No2, pp.258-260
  27. **Григорян С.С.** Новый закон трения в механизм крупномасштабных горных обвалов и оползней. //ДАН СССР, 1979, том 244 №1, с. 846÷849.

28. **Беручашвили Г.М., Кокоришвили В.И.** Некоторые результаты исследования селевых потоков. //Труды КазНИИГМИ, М., с. 41-62.
29. **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.
30. **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.
31. **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.
32. **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.
33. **Боголюбова И.В.** Селевые потоки и их распространение на территории СССРю Лю: Гидрометиздат, 1980, 143 с.
34. **Виноградов Ю.Б.** Этюды о селевых потоках. Л.: Гидрометеоздат, 1980, 143 с.
35. **Черноморец С.С.** Селевые очаги до и после катастроф. М.: Научный мир, 2005.
36. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Волновое движение селевых потоков. //Труды X международного симпозиума по речной седиментации. 1-4 августа 2007 г. Россия, Москва (англ.)
37. **Чоу В.Т.** Гидравлика открытых потоков. (пер. с англ.). М.: Стройиздат, 1969, 464 с.
38. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Расчет напорного и безнапорного движения связного селя в галереях. //ж. "Гидротехническое строительство", 2007, №7, с. 20-23.
39. **Бергер И.Л., Малютов Р.Р.** Соппротивление материалов. М., "Наука", 1986, 600 с.

40. **Мирицхулава Ц.Е.** Оценка частоты появления селей катастрофического характера. //ж. "Гидротехническое строительство", М., 1988, №5.
41. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Установление высоты волны повышения при входе связного селевого потока в напорных сооружениях. //ж. "Гидротехническое строительство", М., 2005, №5, с. 20-26.
42. **Takahoshi T.** Initiation and flow of various types of Debris-flow. //Proceedings of Second International Conference on Debris-flow. Hazard Mitigation. Taipei, Taiwan, 16-18 August, 2000, pp. 15-25.
43. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Гидравлические закономерности связных селей. Тбилиси: изд. "Мецниереба", 1996, 154 с.
44. **Гагошидзе М.С., Натишвили О.Г., Макарашвили М.К.** О некоторых специфических особенностях расчета сквозных селезащитных сооружений. Сб. научн. Тр. "Эрозионные и селевые процессы и борьба с ними", М., 1974, вып. 3.
45. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Определение максимальной высоты препятствия, преодолеваемой селевым потоком. //ж. "Гидротехническое строительство", М., 2008, №8, с. 23-25.
46. **Натишвили О.Г., Тевзадзе В.И.** Гидравлический расчет некоторых видов противоселевых сооружений. // международная научно-техническая конференция "Архитектура и строительство – актуальные проблемы" 30.09-3.10 2010 г. Ереван–Джермук (сб. докладов), с. 89-94.