



НАКАТ ЦУНАМИ НА БЕРЕГ

ГОРЬКИЙ 1985

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

НАКАТ ЦУНАМИ НА БЕРЕГ

Сборник научных трудов

Горький – 1985

УДК 550 345

Сборник содержит материалы Рабочей группы "Воздействие цунами на берега и сооружения" Всесоюзной комиссии по цунами. В статьях рассмотрены различные подходы к описанию проблемы наката цунами на берег, обусловленные типом подходящей волны, соотношением между длиной волны и глубиной бассейна, различием в параметризации диссипативных факторов. Показано, что в области очень длинных необрушенных волн различные подходы дают одинаковые результаты. Используются аналитические и численные методы, а также возможности гидравлического моделирования. Приведены результаты расчетов силовых нагрузок на элементы конструкций гидротехнических сооружений в прибрежной зоне. Обсуждаются инженерные способы защиты побережий от волн цунами. Приведены также данные о проявлениях цунами 26 мая 1983 г. на Дальневосточном побережье СССР.

Сборник предназначен для специалистов по проблеме цунами и морской гидротехнике.

Ответственный редактор

доктор физико-математических наук
Е. Н. ПЕЛИНОВСКИЙ

Редакционная коллегия

А. А. ДОРФМАН, Р. Х. МАЗОВА (зам. отв. редактора), Н. С. ПЕТРУХИН,
В. Е. ФРИДМАН, Н. А. Г. ОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цунами – гигантские морские волны, возникающие в результате подводных землетрясений, извержений подводных вулканов и ряда других причин, – издавна являются стихийным бедствием для многих участков побережья Мирового океана. Только за последние 10 лет отмечено шесть разрушительных цунами 17 августа 1976г., Филиппины, высота волны до 9м, 8000 погибших; 19 августа 1977г., Индонезия, высота волны 15м, 180 погибших; 17 июля 1978г., Индонезия, высота волны 9м, 900 погибших; 16 октября 1979г., Франция, высота волны 3м, 6 погибших; 12 декабря 1979г., Колумбия, высота волны 5м, 259 погибших; 26 мая 1983г., Япония, высота волны 15м, 102 погибших [40,80]*. Приведенные здесь данные отражают общую статистику цунами. Согласно работе [89], цунами с высотой волны 2–4м возникают в Тихом океане ежегодно, с высотой 4–8м один раз в три года, со средней высотой более 8м один раз в 10 лет.

Огромные бедствия, приносимые цунами жителям прибрежных районов, давно уже поставили перед человечеством вопрос о мерах защиты против цунами. В ряде стран Тихоокеанского региона созданы специальные службы предупреждения о волнах цунами. В СССР сейчас создается Единая автоматизированная система наблюдения за цунами и предупреждения о них, которая позволит повысить достоверность прогноза угрозы цунами. Это даст возможность своевременно вывести население в безопасные районы и отвести флот от побережья. Сравнительно малое время прогноза не позволяет принять сколь-нибудь эффективных мер по уменьшению ущерба, связанного с разрушением материальных объектов в прибрежной зоне под действием волн цунами, тем более что многие сооружения (здания, порты и т.п.) вообще не могут быть переме-

* Список литературы к предисловию и всем статьям приведен в конце сборника

шены в другое место. В этой связи разработка мер защиты гидротехнических и береговых сооружений от воздействия волн цунами, как и определение цунамиопасных зон, является чрезвычайно актуальной задачей, имеющей важное практическое значение.

Для решения указанного круга вопросов естественно изучить имеющийся опыт защиты сооружений от ветровых волн. Методы расчета ветровых волн и их воздействия на сооружения сейчас доведены до инженерного уровня, представленно-го Строительными нормами и правилами: СНиП 02.06.04-82 "Нагрузки и воздействия на гидротехнические сооружения (волновые, ледовые и от судов)". Напомним кратко основные идеи, использованные в СНиПе. За исходную информацию в СНиПе принимаются данные о ветровом режиме на различных акваториях. Эти данные получены путем длительных наблюдений за ветровыми волнами, что позволило судить об обеспеченности характеристик волнения. Под обеспеченностью (в зарубежной литературе более принят термин "инженерный риск") заданной высоты волн принято понимать вероятность того, что за определенный период (скажем, 25,50 или 100 лет) высота ветровой волны хотя бы раз превысит заданное значение. Так как сооружения рассчитаны на определенный срок работы, то обеспеченность волнения является важной практической характеристикой. После того, как характеристики волнения выбраны, на втором этапе возникает задача пересчета их характеристик с глубокой воды (из открытой акватории) на глубину места предполагаемого сооружения. Поскольку длина ветровых волн сравнительно мала (единицы и десятки метров), то такой пересчет может быть выполнен в рамках ВКБ-приближения (с различными модификациями на диссипативные и дифракционные эффекты). Благодаря ВКБ-приближению расчет трансформации волны производится с использованием только локальных характеристик глубины (вдоль луча распространения) без учета возможной перестройки волнения после возведения сооружения или резонансных свойств акватории. На третьем этапе оценивается воздействие волны на само сооружение, при этом, как правило, глубина в окрестности сооружения полагается постоянной. На этом этапе важно определить тип подходящей волны, является ли она разрушенной. От типа волнового движения существенно меняются силовые нагрузки на сооружения.

Обсудим теперь возможность использования основной схемы СНиПа в проблеме оценки воздействия цунами на сооружение. При этом мы сразу сталкиваемся с несколькими трудностями. Первая из них связана с отсутствием обеспеченных данных о волнах цунами в открытом океане. Надо сказать, что до 1979г. вообще отсутствовали инструментальные записи цунами далеко от берега. Сейчас ситуация меняется, к настоящему времени уже получено четыре записи цунами, из них две – с помощью донного мареографа, установленного на глубине около 100м в 5 км от о. Шикотан (23 февраля 1980г. и 24 марта 1984г.) [25,70]. Однако из-за малой частоты возникновения цунами (по сравнению с ветровыми волнами) ожидать быстрого набора инструментальных записей в открытом океане для получения статистики и оценки обеспеченности не приходится. Иная ситуация с береговыми данными. Проявления цунами на берегу фиксируются в течение многих сотен лет, они систематизируются в каталогах [90,91]. И хотя показания очевидцев цунами не могут быть полностью объективными, они позволяют получить усредненные данные о статистике цунами и судить об их обеспеченности. В последние несколько десятков лет накоплен также инструментальный материал о цунами вблизи берега: имеются записи цунами мареографами. Все это позволяет хотя бы для ряда пунктов, лучше обеспеченных данными наблюдений, дать обоснованное заключение об обеспеченности характеристик цунами на берегу. Такая работа проведена для некоторых пунктов побережья Тихого океана [9–11]. Для остальных пунктов данные получены с использованием гидродинамических методов расчета. Ввиду малочисленности имеющихся данных о проявлениях цунами на берегу и малой точности гидродинамических расчетов разработанные схемы достаточно грубы и приводимые в них значения являются усредненными вдоль побережья (с масштабом усреднения 10 км и более). Именно эти данные и должны быть положены в основу расчетных методов оценки цунамистойкости сооружений. В этом первая трудность переноса традиционного для СНиПа подхода к расчету волн с открытой части моря на мелководную.

Другая трудность при учете цунами в гидротехнических расчетах связана с большей, по сравнению с ветровыми волнами, величиной длины волны, определяемой, например, по уровню 0,5 от максимума. Длина волны цунами в открытом океане может достигать сотен километров, а в береговой зо-

не – нескольких километров. Это обстоятельство делает ВКБ-процедуру малоэффективной, а расчеты на ее основе неверными. В частности, материковый склон отражает до 80% энергии цунами, что не учитывается лучевыми методами. Определение коэффициентов трансформации волны, используемых в традиционном для СНиПа подходе, в случае цунами требует большой осторожности и может быть сделано в исключительных случаях. В результате существенно усложняются схемы расчетов параметров волн цунами: для получения данных о высоте волны в заданной точке необходимо рассчитать волновой процесс на достаточно большой акватории с учетом поведения цунами на берегу. При этом проектируемое сооружение может сильно исказить волновой режим в заливах и бухтах, изменить резонансные частоты и пространственное распределение максимумов волнового поля (указанное обстоятельство учитывается при проектировании приливных электростанций). Поэтому расчеты трансформации волн цунами в береговой зоне без учета проектируемых сооружений в ней могут производиться только в достаточно открытых заливах и бухтах, где характерные масштабы изрезанности береговой черты превышают 10 км. При этом для описания трансформации волны на мелководье возможно использование сравнительно более простых одномерных моделей.

Наконец, третья трудность связана с неясностью типа волны цунами, является ли она обрушенной. Грубые оценки, выполненные для всего бассейна Тихого океана, показывают, что цунами с высотами до 10 м, как правило, являются не-обрушенными [60]. А от типа волны, как уже отмечалось, существенно зависят силовые нагрузки на сооружения. Прогноз типа наката цунами неотделим от расчета волнового поля в мористой части и на берегу и не может быть сделан только на основании данных наблюдений.

Таким образом, уже из этого краткого введения видно, что методы оценки цунамистойкости сооружений являются более сложными по сравнению с методами расчета ветровых нагрузок. Отмеченные выше трудности усугубляются малыми возможностями проверки теоретических выводов. Даже в лабораторных бассейнах воспроизводить волны цунами с сохранением коэффициентов масштабного моделирования не удается из-за большой разности в горизонтальных и вертикальных масштабах явления. Поэтому не все результаты гидромоделирования могут быть непосредственно перенесены на природу.

Кроме того, малая частота появления цунами не позволит в ближайшее время набрать достаточный натурный материал для проверки теоретических предположений. Указанные обстоятельства должны приниматься во внимание при разработке методов расчета воздействия цунами на берега и сооружения. При этом, в первую очередь, естественно ограничиться рассмотрением физически ясных моделей, которые послужат в дальнейшем "тестами" для отработки численных и эмпирических методов расчета волн цунами, а также позволят дать грубую оценку силовых нагрузок, связанных с цунами. Именно эту задачу и поставили перед собой авторы сборника, члены рабочей группы "Воздействие цунами на берега и сооружения" Комиссии по цунами Научного совета ГКНТ по проблеме "Использование океанов и морей и использование их ресурсов". Основное внимание здесь уделено проблеме наката цунами на берег, которая является центральной для последующего расчета элементов волн цунами в береговой зоне и нагрузок, связанных с цунами. Авторы придерживаются различий в моделях описания цунами (особенно это касается способов параметризации диссипативных факторов), и представленные в сборнике статьи характеризуют практически все существующие в настоящее время подходы к этой проблеме. Главным результатом проведенных исследований являются, в сущности, единые данные о высоте наката очень длинных необрушенных волн, которые по оценкам наиболее отвечают цунами, вызванным подводными землетрясениями. Именно эти данные и положены в основу прогностических расчетов динамических характеристик цунами на Тихоокеанском побережье СССР. Кроме статей, посвященных собственно проблеме наката цунами на берег и оценке воздействия волн цунами на сооружения, в сборник включены также статьи, посвященные инженерным аспектам защиты от цунами и описанию проявлений цунами 26 мая 1983г. в Японском море. В Японии и СССР сейчас имеются достаточно подробные данные об этом цунами, которые могут (и должны) быть использованы для проверки и совершенствования теоретических моделей.

Е.Н Пелиновский

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НАКАТА ЦУНАМИ НА БЕРЕГ

М.И. Железняк, Е.Н. Пелиновский

Теоретическое изучение наката цунами на берег является составной частью исследований распространения поверхностных волн в жидкости переменной глубины и, соответственно, основывается на общих для всей проблемы физических допущениях и моделях. Вместе с тем моделирование наката является более сложной задачей, чем расчеты предшествующих стадий распространения волн, в связи с появлением в этом случае дополнительной подвижной границы – линии уреза, а также из-за существенного влияния на структуру волнового потока нелинейных и диссипативных эффектов, которыми в других волновых задачах часто можно пренебречь.

Развитие методов расчета наката волн на берег шло по пути последовательного усложнения физико-математических моделей явления, отвечающих конкретным уровням развития методов математической физики и физических представлений о структуре прибойного потока. Результаты, полученные на основе наиболее апробированных моделей, представлены в последующих статьях настоящего сборника. В данной работе рассматриваются приближения, лежащие в основе упрощенных моделей наката волн цунами и, соответственно, обсуждается взаимосвязь различных моделей, а также анализируются безразмерные комплексы параметров наката, которые могут быть использованы для обработки результатов вычислительных и лабораторных экспериментов.

Представим иерархию моделей наката, последовательно переходя от полной постановки задачи к все более простым моделям.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ НАКАТА ВОЛН НА БЕРЕГ

Рассматривается слой жидкости, ограниченный пересекающимися свободной поверхностью и поверхностью непроницаемого дна. Декартова система координат ориентирована таким образом, что свободная поверхность покоящейся жидкости находится на уровне $z = -z_3 = 0$, а донная поверхность описывается уравнением $z = -d(x, y, t)$, где $x = x_1, y = x_2$. Жидкость, находящаяся в поле действия гравитационной силы $F = \{0, 0, -\rho g\}$, принимается вязкой и несжимаемой. При этом уравнения движения и неразрывности записываются так:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} F_i = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} + \nabla \vec{U} = 0, \quad (2)$$

где \vec{U} – вектор горизонтальной скорости с компонентами $u = u_1$ и $v = u_2$, $w = u_3$ – вертикальная компонента скорости; τ_{ij} – тензор вязких напряжений, включающий в общем случае напряжения, обусловленные молекулярной вязкостью τ_{ij}^L , и напряжения Рейнольдса $\tau_{ij}^R = -\rho \langle u_i' u_j' \rangle$; $\nabla = \{d/dx, d/dy\}$, p – давление. Ниже частные производные по пространственным переменным и по времени будем обозначать соответствующими подстрочными индексами.

Условия непротекания жидкости через поверхности раздела приводят к следующей формулировке граничных условий: на свободной поверхности

$$\begin{aligned} z &= \eta(x, y, t), \\ w &= \eta_t + \vec{U} \nabla \eta, \end{aligned} \quad (3)$$

на дне

$$\begin{aligned} z &= -d(x, y, t), \\ w &= -d_t - \vec{U} \nabla d \end{aligned} \quad (4)$$

или в случае использования для вязкой жидкости на дне условия прилипания

$$u_1 = u_2 = w = 0 \quad (4')$$

Динамические условия на свободной поверхности без учета сил поверхностного натяжения записываются [49]

$$(\rho - \rho_a) n_i = (\tau_{ik} - \tau_{ik}^a) n_k, \quad (5)$$

где индекс a указывает на атмосферные величины, n_i — компоненты единичного вектора нормали к свободной поверхности. Подстановка значений n_i в условие (5) при $\rho_a = \tau_{ik}^a = 0$ приводит, в частности, к следующему граничному условию для давления на свободной поверхности $x = \eta$.

$$p = \tau_{33} - \bar{T} \nabla \eta, \quad (6)$$

где $\bar{T} = \{ \tau_{13}, \tau_{23} \}$.

На линии пересечения поверхностей $x = \eta(x, y, t)$ и $x = -d(x, y, t)$, т.е. на подвижном урезе воды, граничные условия ставятся различным образом в зависимости от выбранных моделей и методов расчета. Не останавливаясь на деталях методик расчета, представленных далее в настоящем сборнике, отметим здесь только основные подходы к решению этой проблемы. Первый из них базируется на приравнивании скорости жидкости на фронте накатывающейся волны к скорости движения самого фронта в рамках лагранжево-эйлерова описания расчетной области [8, 53, 69]. Второй подход основывается на лагранжевой форме уравнений движения жидкости и позволяет использовать естественное условие равенства нулю возвышения жидкости на урезе [12, 126, 128, 129, 153]. Третий связан с экстраполяцией положения точки заплеска с помощью конечно-разностных аппроксимаций уравнений самой модели [131, 164]. Четвертый подход включает полуэмпирические формулы определения скорости жидкости на урезе с учетом обусловленной трением структуры языка наката [121, 140, 144, 174]. Пятый основан на специальных приемах, которые позволяют не выделять граничными условиями фронт накатывающейся волны. К ним относятся введение удерживаемой трением тонкой пленки жидкости на береговом откосе [29, 54, 160]; переход к системе координат, одна из осей которой наклонена под углом заложения откоса [65]; использование предположения о наличии в береговом откосе тонких прорезей [107].

Решить задачу о накате волн на берег в общей постановке (1) — (5) при соответствующих начальных условиях пока не представляется возможным не только из-за проблем вычислительного плана, достаточно серьезных в этом случае,

но и в связи с незамкнутостью задачи. Исследованию турбулентных волновых напряжений в прибрежной зоне уделяется значительное внимание в последние годы [7,8,107,110,119,135,146,156,161,166,168], но для замыкания задачи в полной постановке необходимы еще значительные усилия по изучению турбулентной структуры прибойного потока.

2. РАСЧЕТ НАКАТА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА

Из моделей, используемых для расчета наката, наиболее близка к общей постановке система уравнений, следующая из условий (1) – (5) при сохранении в тензоре τ_{ij} только молекулярных напряжений τ_{ij}^L , т.е. модель волновых движений в вязкой жидкости, основанная на уравнениях Навье – Стокса. Впервые расчет наката волн на берег в такой постановке проводился конечно-разностным методом маркеров на сетке [173]. Поскольку детали конкретных расчетов наката не опубликованы, нельзя оценить, как сказывается на расчетах разрушенных волн присущее уравнениям Навье – Стокса ограничение, связанное с возможностью проведения вычислений только до умеренных чисел Рейнольдса. Поэтому представляется перспективным развитие расчетов опрокидывания волн, основанных на недавно разработанной конечно-разностной схеме [2], в которой на основе лагранжево-эйлерова подхода используется расщепление уравнений Навье-Стокса на подвижной сетке.

Значение развитых численных методов решения уравнений Навье-Стокса для волн прибрежной зоны [115,125] обусловлено также возможностью использования разработанных при этом алгоритмов для решения уравнений Рейнольдса, в которых турбулентные напряжения связаны формулами типа Буссинеска с градиентами скорости через коэффициенты турбулентной вязкости. Тем самым открывается возможность оценки турбулентных эффектов в прибойной зоне.

3. РАСЧЕТ НАКАТА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Для крутых и гладких береговых склонов можно пренебречь влиянием вязкости на накат волн. Соответствующие

оценки для волны цунами представлены в работе [80]. В этом случае задача (1) - (5) допускает переформулировку в терминах потенциала скорости:

$$\varphi_{zz} + \beta \nabla^2 \varphi = 0, \quad -d \leq z < \alpha \eta, \quad (7)$$

$$\frac{\beta}{\alpha} d_t + \beta \nabla \varphi \nabla d + \varphi_z = 0, \quad z = -d; \quad (8)$$

$$\eta_t + \alpha \nabla \varphi \nabla \eta - \frac{1}{\beta} \varphi_z = 0, \quad z = \alpha \eta, \quad (9)$$

$$\varphi_t + \frac{1}{2} \alpha (\nabla \varphi)^2 + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\beta} \varphi_z^2 + \eta = 0, \quad z = \alpha \eta \quad (10)$$

Здесь использованы безразмерные переменные [98], связанные с исходными переменными (обозначены звездочками) соотношениями

$$\begin{aligned} x^* &= \lambda x, \quad z^* = z d_0, \quad t^* = \lambda t / c_0, \\ \varphi^* &= g \lambda a_0 \varphi / c, \quad \eta^* = a_0 \eta, \end{aligned} \quad (11)$$

где λ - характерная длина волны, a_0 - амплитуда, $c_0 = \sqrt{g d_0}$ - фазовая скорость длинных волн бесконечно малой амплитуды, $\alpha = a_0 / d_0$, $\beta = d_0^2 / \lambda^2$. Отношение параметров нелинейности α и дисперсии β - параметр Урселла ($Ur = \alpha / \beta$) - является одним из определяющих параметров волновых процессов прибрежной зоны.

Детально исследована линейная задача, следующая из выражений (7) - (10) при $\alpha = 0$. Линеаризация граничных условий (9), (10) позволяет заменить их одним соотношением

$$\varphi_{tt} - \frac{1}{\beta} \varphi_z = 0 \quad (12)$$

Обзор решений классической задачи об установившихся волнах у плоского наклонного берега (7), (8) при $d_t = 0$, (12) дан в работах [94, 95, 149]. Здесь только отметим, что в такой постановке задачи отсутствие механизмов гашения энергии на откосе приводит к решениям в виде двух систем стоячих волн, одна из которых имеет бесконечную амплитуду на урезе невозмущенного горизонта воды. Высота волн конечной амплитуды на урезе может интерпретироваться [149] как высота заплеска на плоский откос. Это предположение было обосновано при сопоставлении линейных и нелинейных решений теории мелкой воды [58, 59, 80], рассматриваемой ниже.

При описании неустановившихся волн начальными условиями для системы (7), (8), (12) являются условия об импульсном приложении давления к свободной поверхности, или импульсной подвижке дна. Решения соответствующей задачи Коши–Пуассона для плоского наклонного дна представлены в работах [21,94,95]. Отметим, что эти точные решения, особенно в трехмерном случае [21], представляют интерес не только для анализа наката на берег волн от близких очагов, но и имеют важное значение для тестирования численных моделей.

Первые решения задачи о накате волн в нелинейной постановке (7) – (10) получены сравнительно недавно. Для решения этих уравнений в задаче о фронтальном накате неразрушенных одиночных волн на плоские откосы уклона $\beta > 1/5$ [137] применялся метод граничных интегральных уравнений. Показано, что вычисленные значения максимального заплеска согласуются с результатами лабораторных экспериментов [140].

В случае фронтального наката одиночных волн на вертикальную стенку решение задачи (7) – (10) построено при $d_x = 0$ с использованием преобразования Фурье по пространственным координатам и конечно-разностной схемы по времени [120]. Отмечена потеря точности этого метода расчета для волн большой начальной амплитуды $\alpha_0 \gtrsim 0,5$.

4 РАСЧЕТ НАКАТА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ НА ОСНОВЕ ДИССИПАТИВНЫХ МОДЕЛЕЙ

Длинноволновый характер процесса наката волн на берег позволяет строить репрезентативные упрощенные модели этого явления. С увеличением относительной длины волны λ/d распределение давления по глубине приближается к гидростатическому. Задание гидростатического распределения давления в классической теории мелкой воды [7,95] приводит к уравнениям, записанным относительно возвышения свободной поверхности и постоянной по глубине (средней) скорости, т.е. к модели, описывающей динамику интегральных характеристик волнового процесса. В последние годы начали развиваться модели наката волн на берег, постулирующие гидростатический характер распределения давления по глубине, но позволяющие при этом рассчитывать вертикальную структуру турбулентного волнового потока [7,135]. Эти модели дают воз-

возможность, не выходя за рамки длинноволнового ("гидростатического") приближения, детально описать диссипативные механизмы наката. Для анализа приближений, лежащих в основе таких моделей, необходимо в первую очередь рассмотреть распределение давления в волновом потоке.

Вертикальное распределение давления в жидкости со свободной поверхностью можно оценить, интегрируя уравнение (1) при $\tau=3$ по z . С учетом граничного условия (6) это дает

$$p = \rho g (\eta - z) + \rho \int_z^{\eta} \frac{dw}{dt} dz + \tau_{33} + \nabla \int_{-z}^{\eta} \bar{T} dz, \quad (13)$$

где $\frac{dw}{dt} = w_t + \bar{U} \nabla w + w w_z$

Для оценки порядка отдельных членов этого выражения перейдем к безразмерным переменным. Из уравнения неразрывности (2) следует, что характерный масштаб вертикальной скорости $[w]$ связан с масштабом горизонтальной скорости $[U] = \alpha c_0$ соотношением $[w] = [U] [z] / [x]$. Характерные значения отношения напряжения к квадрату горизонтальной скорости обозначим C_f . Тогда безразмерные значения давления, напряжения и компонент скорости выразятся через размерные величины следующим образом:

$$U = U^* / \alpha c_0, \quad w = \lambda w^* / \alpha c_0 d, \\ \rho = \rho_* / \rho g d, \quad \tau_{ij} = \tau_{ij}^* / \rho \alpha^2 c_0^2 C_f \quad (14)$$

Перейдя в выражении (13) к безразмерным величинам по формулам (11), (14), получим

$$p = \eta - \frac{1}{\alpha} z + \beta \int_z^{\alpha \eta} \left[w_t + \alpha (w w_z + \bar{U} \nabla w) \right] dz + C_f \alpha \tau_{33} + \\ + C_f \alpha \beta^{1/2} \nabla \int_z^{\alpha \eta} \bar{T} dz \quad (15)$$

Как следует из этого выражения, отклонения от гидростатического закона обуславливаются влиянием вертикального ускорения dw/dt (описывающий его первый интеграл в (15) обеспечивает дисперсионность волновых моделей) и вязких напряжений. До подхода волн к зоне разрушения более суще-

ственным является первый фактор, контролируемый относительной длиной волны $\beta^{-1/2}$, а в зоне разрушения и наката волн с ростом $\alpha \zeta_f$ и уменьшением β возрастает относительный вклад в давление турбулентных напряжений τ_{ij}^a , определяющих значения τ_{ij} в натурных условиях.

В длинноволновых моделях с вертикальным разрешением негидростатическими составляющими давления пока пренебрегают [7,135]. Экспериментальные данные, необходимые для детального анализа погрешности этого приближения, только накапливаются. Так, в [157] по результатам измерений в стационарном гидравлическом прыжке над горизонтальным дном при числе Фруда $Fr = u / \sqrt{gd} = 2,86$ показано, что максимальные отклонения от гидростатического закона составляют 10% от давления на дне. На основе этих данных сделана оценка [144], показывающая, что вклад негидростатических компонент в суммарный момент количества движения не превышает 3%. Естественно, необходима определенная осторожность при переносе оценок для стационарного прыжка на разрушающиеся волны.

Результаты детальных измерений осредненных во времени характеристик структуры волн, разрушающихся в лабораторном лотке на плоском береговом откосе с уклоном 1/40 представлены в работе [166]. Эти данные, полученные при $\beta^{1/2} = 0,054-0,082$, показывают, что следующая из первого интеграла в выражении (15) добавка $(\tilde{w}^2)_x$ в суммарный горизонтальный баланс количества движения может достигать половины нелинейной добавки $(u^2)_x$ в зоне разрушения волн (здесь гильда - знак осреднения по периоду). При этом коэффициенты ζ_f имеют значения 0,1-0,2 для $\langle u^2 \rangle$ и 0,05-0,15 для $\langle \tilde{w}^2 \rangle$

Волны цунами имеют существенно более низкие характерные значения β вблизи точки разрушения, что отмечалось в экспериментах [166]. Влияние увеличения длины волны на относительные значения компонент тензора напряжений можно оценить с учетом пропорциональности нормальных компонент турбулентных напряжений касательной компоненте $\langle u'w' \rangle$. Значения коэффициента трения $\zeta_f = \langle u'w' \rangle / u_0^2$ в неразрушенных волнах зависят в первую очередь от параметра Россби

$$R_0 = u_0 / \omega z_0, \quad (16)$$

где u_0 - амплитуда приливной скорости, ω - частота колебаний, z_0 - параметр шероховатости дна. Теоретические и

экспериментальные оценки зависимости $C_f(R_0)$ [16,26,65, 136] показывают, что увеличение R_0 , соответствующее переходу от значений, характерных для волн зыби, к значениям, характерным для волн цунами, приводит к уменьшению C_f от значений порядка 0,05 до 0,002. Соответственно при этом понижаются и приведенные выше значения нормальных компонент напряжений Рейнольдса.

Для очень длинных волн малые значения β и C_f в формуле (15) позволяют в первом приближении опустить члены с этими множителями. Тогда из выражений (1), (2), (13) для случая плоского движения получим

$$u_x + \omega u_x + \omega u_x + g \eta_x = \frac{1}{\rho} (\tau_{11})_x + \frac{1}{\rho} (\tau_{13})_z, \quad (17)$$

$$u_x + \omega_x = 0 \quad (18)$$

Замыкание модели (17), (18), (3), (4') проводилось [8, 135] с учетом опыта, накопленного при численном моделировании приливов и штормовых нагонов [7,65,134]. Определяющим является уравнение переноса турбулентной энергии $\bar{v} = \langle u_i' u_j' \rangle / 2$ [84,97]

$$\bar{v}_t + u \bar{v}_x + \omega \bar{v}_z = \text{Dif} + \rho \tau - \epsilon, \quad (19)$$

где ϵ — диссипация турбулентной энергии, $\rho \tau$ — продукция турбулентности, определяемая в приближении "тонких слоев" выражением

$$\rho \tau = \frac{1}{\rho} (u_x \tau_{11} + u_z \tau_{13})$$

При представлении компонент тензора напряжений в соответствии с градиентной гипотезой через горизонтальный A и вертикальный K коэффициенты турбулентного обмена

$$\tau_{11} / \rho = A u_x, \quad \tau_{13} / \rho = K u_z$$

продукция турбулентности записывается

$$\rho \tau = A u_x^2 + K u_z^2 \quad (20)$$

Соответственно представляется и диффузионный член уравнения (18)

$$\text{Dif} = (A \bar{v}_x)_x + (K \bar{v}_z)_z \quad (21)$$

Для замыкания модели (17) — (21) необходимо выразить K, A, ϵ через \bar{v} и u , что осуществляется с помощью известных полуэмпирических моделей различного уровня [8,84,97,

135]. С учетом приближенного характера постановки (17) – (21) в целом выбор конкретного метода замыкания, по-видимому, не является существенным вопросом. Как показано при расчете структуры придонного пограничного слоя в неразрушенных волнах [26,161], даже использование модели высокого уровня, включающей уравнения переноса для всех компонент тензора турбулентных напряжений и диссипации, приводит к результатам, только в локальных особенностях структуры течения отличающимся от результатов, полученных на основе существенно более простой двухпараметрической модели турбулентности. Несомненно важным, однако, является использование уравнения баланса турбулентной энергии (19), которое позволяет при решении задачи рассчитать переход энергии средних волновых движений в энергию турбулентности в результате разрушения волн и оценить связанное с ним увеличение интенсивности перемешивания. В обсуждаемой модели этот механизм описывается согласно (19), (20) увеличением энергии турбулентности с ростом крутизны фронта волны (значений ζ_{\pm}), что, в свою очередь, приводит к увеличению коэффициентов турбулентного обмена. Таким образом, компенсация нелинейного возрастания крутизны фронта волны диссипативным расплыванием рассчитывается в этой модели при постоянном балансе потоков энергии.

Полученные на основе модели с вертикальным разрешением результаты расчета наката волн цунами на берег, как показано далее в статье Н.Е.Вольдингера и К.А.Клеванного, позволяют детально рассмотреть диссипативные механизмы наката.

5 НЕЛИНЕЙНО-ДИСПЕРСИОННЫЕ ДЛИННОВОЛНОВЫЕ МОДЕЛИ

Волновые процессы прибрежной зоны и характеристики наката наиболее детально исследованы на основе длинноволновых моделей, описывающих, как отмечалось выше, динамику интегральных характеристик процесса – постоянной по глубине скорости и возвышения свободной поверхности. Классический гидродинамический подход к построению таких моделей связан с разложением уравнений движения идеальной жидкости по малому параметру β , что в первом приближении приводит к бездисперсионным уравнениям мелкой воды, а во

втором – к уравнениям длинноволнового нелинейно-дисперсионного приближения. Обзор таких моделей дан в работах [7, 24, 26, 38, 66, 80, 81, 95, 98, 156].

Традиционный гидравлический подход к построению длинноволновых моделей связан с интегрированием по глубине уравнений для горизонтальной компоненты импульса (1) и уравнения неразрывности (2) при представлении в формуле (13) интеграла от вертикального ускорения через средние по глубине скорости [18, 39, 103]. Этот метод, являющийся примером галеркинской процедуры исключения "неволновой" координаты при использовании только одного члена разложения функции по собственным модам [81], хотя строго и не обоснован, приводит к хорошо зарекомендовавшим себя моделям для волн различной природы. В рассматриваемой задаче он позволяет сравнительно просто выписать уравнения для случая вязкой жидкости.

Широкое применение нелинейно-дисперсионных моделей к расчету наката волн на берег сдерживалось ограничением области применимости большинства из них условием малости амплитуд волн $\alpha = O(\beta)$, которое заведомо нарушается в зоне наката. Уравнение типа Буссинеска, не ограниченное условием малости амплитуд, получено для жидкости постоянной глубины на основе галеркинской процедуры в работе [162], а затем независимо в [20, 167]. Эти уравнения получены разложением по параметру β [160] и затем обобщены на случай переменной глубины обоими методами [26]. В эквивалентной форме уравнения для переменной глубины получены на основе галеркинской процедуры [130]. Уравнения того же порядка в лагранжевых переменных приведены в работе [153]. Кратко представим эту модель и методики ее построения.

В соответствии с гидродинамическим подходом к построению длинноволновых моделей представим потенциал Φ в задаче (7) – (10) (при $d_t = 0$) в виде степенного ряда

$$\Phi = \sum_{n=0}^{\infty} (x+d)^n \beta^n f^{(n)}, \quad (22)$$

подстановка которого в уравнение Лапласа (7) позволяет получить рекуррентное соотношение

$$\frac{1}{\beta} \nabla^2 f^{(k)} + (k+2)(k+1) [1 + \beta (\nabla d)^2] f^{(k+2)} + (k+1) [\nabla^2 d f^{(k+1)} + 2 \nabla d \nabla f^{(k+1)}] = 0 \quad (23)$$

Связь между двумя первыми членами разложения $f^{(1)}$ и $f^{(0)} = f$ определяется из граничного условия на дне (8)

$$f^{(1)} = -\frac{\nabla f \nabla d}{1 + \beta (\nabla d)^2} = -\nabla f \nabla d + \beta (\nabla f \nabla d) (\nabla d)^2 + O(\beta^2) \quad (24)$$

Используя соотношения (23), (24), выпишем ряд (22) до членов порядка β^3 , обозначив $r = z + d$,

$$\begin{aligned} \varphi = & f - \beta \left(r \nabla f \nabla d + \frac{r^2}{2} \nabla^2 f \right) + \beta^2 \left\{ r (\nabla f \nabla d) (\nabla d)^2 + \right. \\ & + r^2 \left[\frac{1}{2} (\nabla^2 d) (\nabla f \nabla d) + (\nabla d) \nabla (\nabla f \nabla d) + \frac{1}{2} \nabla^2 f (\nabla d)^2 \right] + \\ & + \frac{r^3}{3} \left[\frac{1}{2} \nabla^2 d \nabla^2 f + \nabla d \nabla (\nabla^2 f) + \nabla^2 (\nabla f \nabla d) \right] + \frac{r^4}{24} \nabla^2 (\nabla^2 f) \left. \right\} + \\ & + O(\beta^3) \end{aligned} \quad (25)$$

Подставим этот ряд в граничные условия на свободной поверхности (9), (10). Отличительной чертой используемого подхода [26] является сохранение в уравнениях членов порядка $\alpha^m \beta$, т.е. отказ от предположения о малости относительной амплитуды волн α . Тогда уравнения движения могут быть получены после указанной подстановки в динамическое граничное условие (10) при применении к нему оператора ∇ и выражении скорости ∇f через среднюю по глубине скорость

$$\vec{u} = \frac{1}{d + \alpha \eta} \int_{-d}^{\alpha \eta} \nabla \varphi dz \quad (26)$$

по формуле (25) с точностью β^2 . При введении обозначения $h = d + \alpha \eta$ эти уравнения записываются

$$\begin{aligned} \vec{u}_t + \alpha (\vec{u} \nabla) \vec{u} + \nabla \eta - \frac{\beta}{h} \nabla \left(\frac{h^3}{3} R + \frac{h^2}{2} Q \right) = & -\beta \nabla d \left(\frac{h}{2} R + Q \right) + \\ & + O(\beta^2), \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} R = & \nabla \vec{u}_t + \alpha \left\{ \vec{u} [\nabla (\nabla \vec{u})] - (\nabla \vec{u})^2 \right\}, \\ Q = & \vec{u}_t \nabla d + \alpha (\vec{u} \nabla) [\vec{u} \nabla d] \end{aligned} \quad (28)$$

Подстановка ряда (25) в кинематическое граничное условие (9) с точностью до выписанных членов приводит с учетом (26) к уравнению

$$h_t + \alpha \nabla (h \bar{u}) = 0 \quad (29)$$

Нетрудно показать, что это уравнение является точным следствием проинтегрированного по глубине уравнения Лапласа (7), определения средней скорости (26) и граничных условий (8), (9). Таким образом, вывод этого уравнения подстановкой ряда (25) в выражения (9), (26) является контролем точности самого разложения (25).

Если положить $\alpha = 0(\beta)$ и соответственно опустить в (27), (28) члены порядка $\alpha\beta$, то из уравнения (27) следует уравнение Перегринна [155, 156]

$$\bar{u}_t + \alpha (\bar{u} \nabla) \bar{u} + \nabla \eta = \frac{\beta d}{2} \left\{ \nabla [\nabla (d \bar{u})] - \frac{d}{3} \nabla (\nabla \bar{u}) \right\}_t, \quad (30)$$

которое широко использовалось для численного моделирования трансформации волны в прибрежной зоне [64, 107, 108]. Эквивалентность многочисленных форм уравнений длинноволнового нелинейно-дисперсионного приближения (при $\alpha = 0(\beta)$) уравнению (30) показана, например, в работе [24].

Для вязкой жидкости уравнения модели удобно строить на основе галеркинской процедуры, использованной для вывода уравнений (27) в жидкости постоянной глубины [23] и в жидкости переменной глубины [26]. После интегрирования по глубине уравнение сохранения горизонтального импульса (1) при $i=1$ (здесь для краткости рассмотрим только плоский случай, исключив зависимость от поперечной координаты $y = x_2$) запишется

$$\begin{aligned} (h \bar{u})_t + (h \bar{u}^2 + h \bar{p})_x &= d_x \bar{p} + \frac{1}{\rho} \hat{\tau}_{13} - \frac{1}{\rho} \check{\tau}_{13} + \\ &+ \int_{-d}^{\eta} \frac{\partial}{\partial x} \tau_{11} dx \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь чертой сверху \bar{f} обозначены значения функции f , осредненные по глубине аналогично (26), \check{f} — значения f на дне, \hat{f} — на свободной поверхности. Давление p определяется по формуле (13).

Предположив, что все вертикальные профили скорости подобны, можно записать

$$u(x, z, t) = m \left(\frac{z+d}{h} \right) u(x, t), \quad (32)$$

где по определению средней скорости \bar{u} (26)

$$\int_{-d}^h m dz = h$$

Тогда из уравнения неразрывности (2) и условия на дне (4) следует

$$w = - \left(\bar{u} \int_{-d}^z m dz \right)_x. \quad (33)$$

Обозначив интеграл в (33) через M , вычислим с учетом этого выражения первый интеграл в формуле (13).

$$\begin{aligned} \int_{-d}^z \frac{dw}{dt} dz = & -u_{xt} \int_z^{\eta} M dz - (uu_{xx} - u_x^2) \int_z^{\eta} M m dz - u_x \int_z^{\eta} M_t dz - \\ & - u_t \int_z^{\eta} M_x dz - u \int_z^{\eta} M_{xt} dz - uu_x \int_z^{\eta} (m M_x - m_x M) dz - u^2 \int_z^{\eta} (m M_{xx} - \\ & - M_x m_x) dz \end{aligned} \quad (34)$$

В случае идеальной жидкости можно принять $m=1$. Тогда $M=z+d$, $M_t=M_{xt}=0$, $M_x=d_x$, и подстановка интеграла (34) в формулу для давления (13) без вязких членов дает

$$\frac{p}{\rho} = g(\eta-z) - \frac{h^2 - (z+d)^2}{2} R - (\eta-z) Q, \quad (35)$$

где R и Q вычисляются по формулам, размерным вариантам формул (28) как в одномерном, так и в двумерном случае. Подстановка давления (35) в уравнение (31) при опущенных вязких членах приводит к уравнению (27).

В случае турбулентного движения жидкости распределение скорости по глубине аппроксимируется степенным законом

$$m = (1 + \beta) \left(\frac{z+d}{h} \right)^\beta, \quad (36)$$

где $\beta = \beta_0^{-1/7}$ при стационарном установившемся турбулентном течении по всей глубине потока [39]. В случае, когда турбулентность локализована в придонном пограничном слое ($\beta < \beta_0$), при подстановке (36) в (34) следует, что \bar{p} и $\dot{\bar{p}}$ в уравнении (31) без вязких членов определяются по формуле (35) с погрешностью порядка β . Отсюда с учетом (15) следует, что при занисе дисперсионных членов уравнения (31)

в том же виде, что и для идеальной жидкости (28), допускается погрешность $O(\theta\beta)$. Замена в уравнении (31) $\overline{u^2}$ на $\overline{u^2}$ согласно (36) приводит к погрешности $O(\theta^2)$

С учетом турбулентных составляющих давления одномерное уравнение переноса импульса согласно (31), (35), (15) запишется

$$\begin{aligned} (h\overline{u})_t + \left(h\overline{u^2} + \frac{gh^2}{2} - \frac{h^3}{3}R - \frac{h^2}{2}Q \right)_x = d_x \left(gh - \frac{h^2}{2}R - hQ \right) + \\ + \langle u'v'w' \rangle - \left[h \langle \overline{u'^2} \rangle - \langle \overline{w'^2} \rangle \right]_x, \end{aligned} \quad (37)$$

где $R = u_{xt} + u u_{xt} - u_x^2$, $Q = d_x(u_t + u u_x) - u^2 d_x$ - одномерные аналоги формул (28).

В уравнении (37) опущены некоторые вязкие члены более высокого порядка малости, в частности произведения напряжений на градиенты свободной поверхности и дна. Разность осредненных нормальных компонент тензора турбулентных напряжений простейшим образом параметризуется через коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости Λ .

$$- \left[h \left(\langle \overline{u'^2} \rangle - \langle \overline{w'^2} \rangle \right) \right]_x = h \Lambda \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (38)$$

При оценке приближений, используемых при выводе уравнений (27), (37), пока не рассматривалась роль уклона дна $S = d_x/L$, где L - характерный масштаб изменения глубины - "длина шельфа". То, что этот масштаб не использовался при введении безразмерных переменных (11), равносильно предположению $\epsilon = L/\lambda = O(1)$ [155]. Более детальный анализ может быть сделан при явном введении параметра ϵ в систему (7) - (10) с помощью безразмерных переменных

$$\{X, Y\} = \{x^*, y^*\} / L = \{x, y\} / \epsilon, \quad (39)$$

используемых для вычисления градиентов глубины. Даже без такой проверки, с учетом многократно отмеченной возможности применения асимптотических моделей в существенно большем диапазоне изменения параметров, чем допускает их формальное построение моделей, и на основе опыта применения данной модели можно рекомендовать ее использование вплоть до значений $S = O(1)$, т.е. $\epsilon = O(\beta^{-1/2})$

На вертикальную стенку ($S = \infty$) накат волн может быть рассчитан при постановке соответствующих граничных условий к уравнениям для жидкости постоянной глубины. Фронталь-

ный накат одиночных волн рассчитывался, таким образом, на основе численного решения уравнений (29), (37) (с опущенными вязкими членами) в работах [26, 150]. Результаты расчетов показывают, что дисперсионные члены формулы (35) существенно влияют на пространственно-временное распределение давления на стенке при воздействии волн большой амплитуды. При этом высота заплеска на стенку близка к значениям, предсказываемым бездисперсионной теорией мелкой воды [69].

Сопоставление рассчитанных по уравнениям (29), (37) высот наката неразрушенных одиночных волн на плоские откосы с эмпирической формулой Холла и Уотса [142] показало некоторое превышение вычисленных величин над измеренными [29, 160]. Такая же тенденция отмечена при расчетах наката на основе уравнений в лагранжевых переменных, близких к (37) по порядку членов, что объясняется завышением роли трения в лабораторных экспериментах.

Накат на берег разрушенных волн рассчитывался в работе [107] на основе нелинейно-дисперсионной модели, следующей из уравнения (37) при опущенных членах порядка $\alpha\beta$ и дополнении параметризации (38) процедурой расчета коэффициента A с помощью осредненного по глубине уравнения переноса турбулентной энергии (19). При этом пока получены только предварительные результаты, указывающие на необходимость дальнейшего развития методик расчета наката разрушенных волн на основе нелинейно-дисперсионных моделей.

6. УРАВНЕНИЯ МЕЛКОЙ ВОДЫ

Уравнениями мелкой воды традиционно именуется уравнения бездисперсионной длинноволновой модели. Их вывод основывается на пренебрежении членами порядка β при подстановке разложения (25) в граничные условия (9), (10) или на сохранении только гидростатического члена в давлении (35), подставляемом в уравнение суммарного горизонтального импульса (31). Соответственно система уравнений мелкой воды в размерном виде записывается

$$\vec{u}_t + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + g \nabla \eta = - \frac{\vec{\tau}}{\rho h}, \quad (40)$$

$$\eta_t + \nabla (h \vec{u}) = \hat{c} \quad (41)$$

Здесь в уравнении (40) опущены члены горизонтального турбулентного обмена, обычно не учитываемые в явном виде при расчетах наката.

Гиперболическая система уравнений (40), (41) является наиболее полно исследованной моделью длинных поверхностных волн. Обоснование модели, ее основные свойства, численные методы решения подробно рассмотрены в работах [7,8,64, 65,79,95,98,103,154]. Аналитические и численные решения уравнений мелкой воды, описывающие накат волн на берег, представлены в последующих статьях настоящего сборника. В данном разделе отметим только основные результаты, важные для оценки диапазона применимости модели.

Решение задачи о неразрушенных монохроматических волнах над плоским береговым откосом получено на основе уравнений мелкой воды в неявном виде в работе [113]. Эти решения неоднократно модернизировались с целью представления в форме, удобной для практического применения в расчетах наката [17,37,59,80,163]. Запись решения через параметры подходящих волн [59,62,80] позволила получить критерий разрушения монохроматических волн

$$S < 10 H_0^{2/5} d_0^{3/5} \lambda_0 \quad (42)$$

и вывести формулу для определения высоты их максимального заплеска

$$\frac{R}{H_0} = Q \sqrt{\frac{L}{\lambda_0}}, \quad (43)$$

где H_0 – высота волны на глубине d_0 , $Q = 2\sqrt{2}\pi$. Доказанное при этом равенство значений R в нелинейной теории и максимальной высоты волн на урзе в линейной теории [59,80] позволило рассчитать на основе суперпозиции линейных решений накат волн различной формы на откосы сложного профиля. Для импульсных возмущений в формуле (43) получено значение постоянной $Q = 5$ при определении λ одиночной волны по уровню $0,5$ ее амплитуды.

На береговых откосах удовлетворяющих условию (42), накат волн происходит при определяющем влиянии диссипативных механизмов, связанных с разрушением волн и с донным трением. Успешное применение уравнений мелкой воды для расчета наката разрушенных волн базируется на том важном свойстве этой системы, что в дивергентной форме

$$h_t + (hu)_x = 0,$$

$$(hu)_x + \left(hu^2 + \frac{gh^2}{2} \right)_x = 0, \quad (44)$$

следующей из уравнений (40), (41) в одномерном случае при $d_x = \tau = 0$, уравнения имеют обобщенные (слабые) решения, отвечающие законам сохранения массы и импульса для непрерывных и разрывных течений [7,98,103]. При наличии скачка эти слабые решения

$$c \begin{bmatrix} h \\ hu \end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix} hu \\ hu^2 + \frac{gh^2}{2} \end{bmatrix}_1 \quad (45)$$

выражают интегральные законы сохранения, однозначно определяя скорость распространения скачка (бора) c . Здесь $[f]_1^2$ обозначает разность значений f по обеим сторонам скачка.

Аналитическая теория наката бора на берег, опирающаяся на соотношения (45), активно развивалась с начала 60-х гг. [80,149]. Затем было показано, что физически более реальное описание наката на берег разрушенных волн может быть получено в рамках комбинированного подхода, включающего численное решение уравнений мелкой воды до выделения разрыва, на котором используются условия на скачке (45), модифицированные с учетом уклона и трения [121,138,146].

Большее распространение в расчетах наката получили конечно-разностные схемы сквозного счета, которые строятся как разностные аппроксимации дивергентных форм уравнений мелкой воды [28,53,54,103,131]. Как подробно обсуждается в работах [18,103], применение дивергентных диссипативных разностных схем к расчету разрывных решений позволяет удовлетворить закону сохранения импульса и массы на разрыве при некотором уровне потерь энергии. Диссипативность разностных схем проявляется в затухании высокочастотных компонент решения и в появлении в дифференциальном приближении разностной схемы членов, совпадающих по структуре с членами, описывающими в дифференциальных уравнениях физическую вязкость [101]. Коэффициенты вычислительной вязкости зависят от соотношения шагов разностной сетки [101], и соответственно от этого отношения зависит вычисляемая структура разрыва. В работе [103] показано, что слабые решения могут быть отфильтрованы как предел конечно-разностных решений при $\Delta t \rightarrow 0$ и фиксированном отношении $\Delta t / \Delta x$. Из-за различия диссипативных свойств, используемых для ре-

нения уравнений мелкой воды конечно-разностных схем, параметры наката, связанные с локальной структурой разрыва, его крутизна, максимальная скорость жидкости на фронте бора – будут различаться при расчетах по разным схемам, если не проведена фильтрация слабых решений. При этом различия в интегральных характеристиках наката – максимальном значении заплеска, продолжительности наката – будут незначительными. Именно такая ситуация проявляется при сравнении результатов расчетов наката по разным схемам, представленным в статье М.С.Сладкевича.

Для донного трения $\overline{\tau}^*$ общепринятой в длинноволновых моделях является квадратичная параметризация

$$\frac{1}{\rho} \overline{\tau}^* = C_f |\overline{U}| \overline{U} \quad (46)$$

Коэффициент донного трения C_f связан с широко используемым в гидравлике коэффициентом Шези C_w соотношением

$$C_f = g / C_w^2.$$

При расчетах наката волн на берег используются эмпирические зависимости для C_w типа формулы Маннинга

$$C_w = n^{-1} h^{1/6},$$

коэффициент шероховатости n в которой определяется таблично или связывается с параметром шероховатости z_0 , например по формуле Зегжды [13]

$$n = \frac{0,17}{\sqrt{g}} \frac{h^{1/6}}{\lg(11n/z_0)}$$

Для определения C_f применяются и более строгие подходы [26,16], использующие отмеченные выше зависимости C_f от параметра Россби (16), во многом определяющего характер трения под волновым потоком.

Исследования наката в рамках моделей с вертикальным разрешением показали существенную ограниченность параметризации (46). К наибольшим погрешностям эта формула приводит в начальных стадиях отката, когда под влиянием донных противотечений трение может иметь знак обратный предсказываемому формулой (46) [8]. Поэтому при расчетах для особо важных в цунамирайонировании участков, на которых можно ожидать существенного проявления диссипативных эффектов (пологие, сильно шероховатые откосы), предпочтение

должно отдаваться более грубоемкой, чем уравнения мелкой воды, для вычислений, но и более надежной модели с вертикальным разрешением [8].

Сопоставление уравнений мелкой воды с нелинейно-дисперсионными уравнениями позволяет заключить, что первым пока может быть отдано предпочтение при расчете наката разрушенных волн. Как отмечалось выше, использование дивергентных разностных схем позволяет надежно оценить интегральные характеристики наката, не прибегая к явному описанию горизонтального перемешивания, отнесенного к процессам подсеточных масштабов. В свою очередь, нелинейно-дисперсионные модели не имеют разрывных решений и без описания турбулентной диффузии могут использоваться только для расчетов слабых волнистых боров [80,103,155]. Тем не менее, весьма перспективным представляется начавший развиваться подход [108], связанный с параметризацией горизонтального турбулентного обмена в нелинейно-дисперсионных моделях. Его применение к расчету наката разрушенных волн позволит учесть влияние дисперсии на трансформацию волн перед выходом их на берег. Необходимость учета этого фактора подчеркивается как отмеченными случаями регистрации солитоноподобных волн цунами на шельфе, так и более сильной трансформацией и более ранним разрушением волн в приближении бездисперсионной теории мелкой воды по сравнению с реальными волнами [28,121].

7. БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НАКАТА

При обработке и сопоставлении данных лабораторных и вычислительных экспериментов, которые проводятся для создания эффективной упрощенной методики расчета наката, важнейшее значение приобретает выбор определяющих безразмерных параметров. Как и во многих других физических задачах, поиск определяющих параметров наката длительное время проводился параллельно на основе интуитивного перебора больших массивов экспериментальных данных и с помощью анализа параметров подобия и решений моделей наката.

В сравнительно недавней работе [109] было привлечено внимание к параметру, предложенному в 1949 г. испанским экспериментатором Иребарреном, для характеристики разрушения волн на плоском береговом откосе

$$I_{\tau} = \frac{S}{\sqrt{H/\lambda_0}} = S \sqrt{\frac{gT^2}{2\pi H}}, \quad (47)$$

где λ_0 – длина волны на глубокой воде, определенная в соответствии с линейной теорией. Показано, что этот параметр позволяет не только выяснить, разрушится ли волна, как предполагал Иребаррен, но и определить тип разрушения, если подставить в выражение (47) высоту волн на линии разрушения H_g . Таким образом найденный параметр $I_{\tau g}$ выделяет следующие типы разрушения волн:

- “вздымающийся” бурун (surging) при $I_{\tau g} > 2$;
- “ныряющий” бурун (plunging) при $0,4 < I_{\tau g} < 2$;
- “расплескивающийся” бурун (spilling) при $I_{\tau g} \leq 0,4$.

Возможность такой классификации с другими числовыми значениями I_{τ} , зависящими от шероховатости и проницаемости откоса, отмечена и при подстановке в (47) высоты волн у подножия откоса [143].

Существенное влияние этого параметра на характер разрушения волн привлекло внимание к построению эмпирических зависимостей высоты наката R/H от I_{τ} для откосов различного типа. Над гладким непроницаемым откосом график $\frac{R}{H}(I_{\tau})$, построенный по экспериментальным данным для монохроматических волн, имеет максимум, связанный с переходом от разрушенных к неразрушенным волнам при $I_{\tau} \approx 3$ [143].

Теоретический критерий разрушения монохроматических волн (42) выражается через параметры I_{τ} и $\alpha = H/2d$ следующим образом:

$$I_{\tau} < \frac{2^{0,8} \pi^{0,7}}{\alpha^{0,1}}. \quad (48)$$

Зависимость критического значения I_{τ} от безразмерной амплитуды волны очень слабая – изменению α в диапазоне 0,05 – 0,5 отвечает уменьшение I_{τ} от 3,62 до 2,87. Эти значения близки к отмеченному выше эмпирическому критическому значению $I_{\tau} = 3$.

В предшествующих разделах в качестве параметров подобия длинноволновых моделей были получены параметры $\alpha, \beta, \Gamma_f, \varepsilon, \alpha/\beta$. Следует отметить, что эти параметры возникли при использовании безразмерных переменных (11), введенных через масштабы, характерные для неразрушенных волн.

В зоне разрушения определяющим вертикальным масштабом становится высота волны на линии обрушения, которая здесь близка к глубине. Характерным горизонтальным масштабом является длина зоны разрушения, определенная, как расстояние от линии обрушения до уреза, т.е. $L=H/S$. Характерным масштабом времени является частота волны ω . Таким образом, для прибойной зоны определяющей является система безразмерных переменных

$$t = \omega t^*, \quad \tau = \frac{S \tau^*}{H}, \quad \eta = \frac{\eta^*}{H}, \quad d = \frac{d^*}{H}, \quad u = \frac{S u^*}{H \omega}, \quad (49)$$

подстановка которой в уравнения нелинейно-дисперсионного длинноволнового приближения (37), (41) дает

$$u_t + u u_x + \frac{1}{2\pi} I \tau^2 \eta_x = - \frac{c_f}{S} \frac{u|u|}{h} + \frac{S^2 h^2}{3} u_x \tau t \quad (50)$$

$$\eta_t + [(d + \eta)u]_x = 0 \quad (51)$$

В уравнении (50) для краткости выписан только главный дисперсионный член. Таким образом, для разрушенных волн решение зависит от трех параметров подобия $I \tau$, $I \tau = c_f/S$ и S . В случаях, когда можно пренебречь дисперсией и трением, единственным параметром подобия является $I \tau$.

В работе [37] система безразмерных переменных, аналогичная (49), вводилась относительно вертикального масштаба, равного максимальной высоте наката R . Показано, что решение нелинейных уравнений мелкой воды [113] при этом полностью определяется параметром подобия, обозначенным

$$B \tau = R \omega^2 / g S^2 = 2\pi / I \tau^2. \quad (52)$$

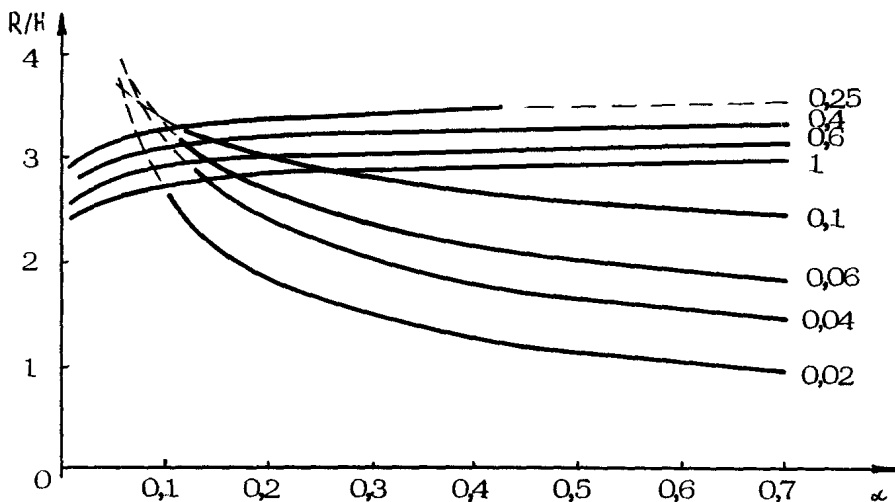
Для анализа определяющих параметров наката монохроматического волнения представляет интерес обработка в системе параметров $I \tau$, ϵ экспериментальных данных о накате одиночных волн на плоские откосы, систематизированных эмпирической формулой Халла и Уотса [142]. Эта формула, прошедшая проверку по данным многих лабораторных и вычислительных экспериментов, [18, 53, 140, 153], имеет следующую степенную структуру:

$$\frac{R}{H} = K \left(\frac{H}{d} \right)^m, \quad (53)$$

где при $S > 0,2$ $K = 3,05 S^{-0,13}$, $m = 1,15 S^{0,02} - 1$;

при $S < 0,2$ $K = 11 S^{0,67}$, $m = 1,9 S^{0,35} - 1$.

Зависимость безразмерной высоты наката от начальной высоты волны $\alpha_0 = H/d$ при различных уклонах дна, рассчитанная по этой формуле, представлена семейством кривых на рис. 1.



Р и с. 1 Распределение высоты наката одиночных волн на плоский откос в зависимости от начальной высоты волны (цифры у кривых — значения уклона дна, то же — на рис 2 и 3)

При построении аппроксимационной формулы (53) принималось, что независимо от начальной амплитуды одиночных волн их накат в случае $S > 0,2$ происходит без разрушения. Это приближение, естественно, занижает точность формулы при больших амплитудах волн и уклонах $S > 0,2$. С другой стороны, волны очень малой амплитуды практически не используются в лабораторных экспериментах из-за их сильного затухания на пологих откосах под действием сил вязкости. Поэтому при $\alpha < 0,1$ и $S < 0,2$ формула (53) становится экстраполяционной, что приводит также к потере ее точности в этой области. На отмеченных участках снижения точности зависимости (53) соответствующие ей кривые на рис. 1 показаны пунктиром.

Для оценки параметров $I\gamma$ и L/λ для одиночной волны необходимо задать ее эффективную длину. Если представить профиль одиночной волны в виде

$$\eta = \alpha d \operatorname{Sth} \sqrt{\frac{3\alpha}{4(1+\alpha)}} \frac{x - ct}{d}, \quad (54)$$

что будет точным решением уравнений (27), (29) над горизонтальным дном при $c = \sqrt{g(h+H)}$, ее длина определится выражением

$$\lambda_s = E \sqrt{\frac{1+\alpha}{3\alpha}} d, \quad (55)$$

где постоянная E определяет относительную высоту волны на расстоянии $\lambda_s/2$ от гребня. Так, $\eta(\lambda_s/2) = 0,5d$ при $E = 3,525$ и $\eta(\lambda_s/2) = 0,07d$ при $E = 8$. Тогда параметры ϵ и $I\gamma$ для одиночной волны примут следующий вид:

$$\epsilon_s = \frac{L}{\lambda_s} = \frac{\sqrt{3}}{ES} \sqrt{\frac{\alpha}{1+\alpha}}, \quad (56)$$

$$I\gamma_s = \frac{S\sqrt{gT^2}}{\sqrt{H}} = \frac{ES}{\sqrt{3}\alpha} \quad (57)$$

Поскольку функциональная зависимость высоты наката от начальных параметров одинакова как для одиночной, так и для монохроматической волны [59,80], то критерий неразрушения одиночных волн в соответствии с (42), (57) запишем в виде

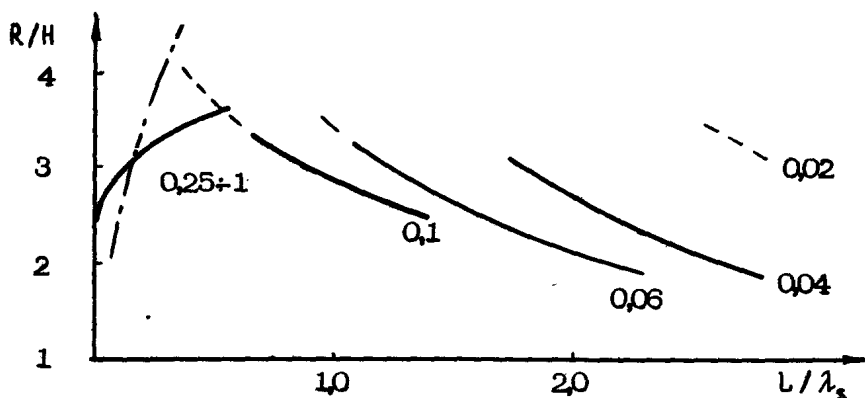
$$I\gamma_s > \rho_1 / \alpha^{0,1} \quad (58)$$

или

$$S > \rho_2 \alpha^{0,9}, \quad (59)$$

где ρ_1 и ρ_2 – некоторые постоянные.

Рассчитанные зависимости высоты наката от параметра ϵ_s для неразрушенных волн ($S = 0,25 - 1$) в пределах точности графика ложатся на одну кривую (рис.2). Однако для разрушенных волн на более пологих откосах отмечается существенный разброс кривых $R/H(\epsilon_s, S)$ в зависимости от фиксированных значений уклона. На этот же рисунок, построенный при $E = 8$, нанесена следующая из (43) зависимость



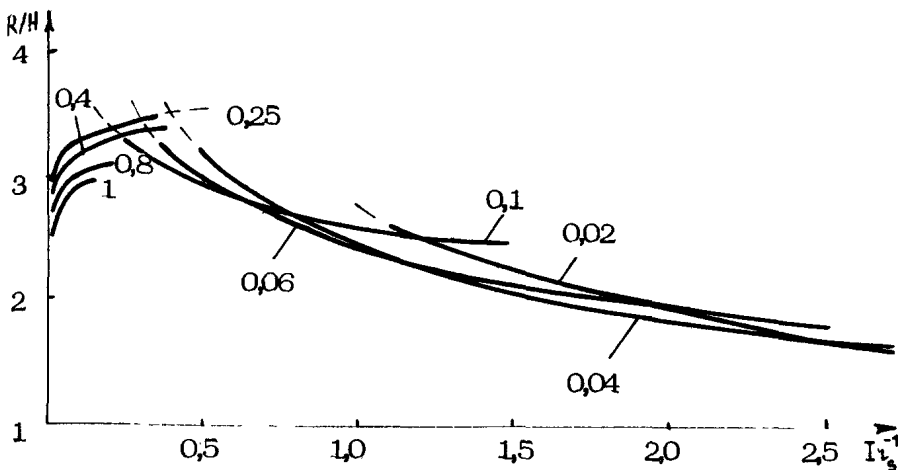
Р и с. 2. Зависимость высоты наката одиночных волн на плоский откос от длины шельфа. Штрихпунктир — расчет по формуле (60)

$$R/H = 7,53 \sqrt{\varepsilon_s}, \quad (60)$$

числовой коэффициент в которой пересчитан от полученного в (43) для одиночной волны при $\Gamma = 3,73$ значения $Q = 5$. С учетом замены формулы (60) на соотношение $R/H = 2$ при малых ε_s и принимая во внимание отмеченные выше эффекты вязкого затухания в лабораторных экспериментах, согласование формул (53) и (60) можно признать вполне разумным.

При представлении формулы (53) в виде зависимости R/H от Γ^{-1} (рис.3) разброс кривых, построенных при различных значениях β в зоне разрушенных волн ($\beta > 0,2$), становится незначительным. Однако, в отличие от рис.2 при этом появляется, хотя и незначительная, зависимость высоты наката от уклона берега для неразрушенных волн. Этот график позволяет приблизительно оценить постоянную в формуле (59). Максимум наката, соответствующий переходу от неразрушенных волн к разрушенным имеет место при $\Gamma_s^{-1} \approx 0,25$. Тогда с учетом малой изменчивости $\alpha^{0,1}$ постоянная ρ_2 имеет значение $\rho_2 \approx 0,85$.

Совпадающая с (59) формула для оценки критерия разрушения одиночных волн представлена в [153] с ссылкой на ее теоретическое обоснование в предшествующей работе авторов. Для ρ_2 при этом предложено значение $\rho_2 = 0,48^{10/9} \approx 0,44$. Превышение уклоном β критического значения приводит, как показано в работе [153], вначале к разруше-



Р и с 3. Зависимость высоты наката одиночных волн на плоский откос от параметра Иребарена

нию только в фазе отката волны. Для расчета экстремальных характеристик наката более важным является критерий разрушения одиночной волны в фазе заплеска, определяемый, как показано выше, формулой (59) при $\rho_2 \approx 0,85$.

На основании проведенного анализа параметров подобия уравнений длинноволновых моделей, сопоставления аналитических решений и результатов обработки экспериментальных данных можно заключить, что при представлении характеристик наката через высоту падающих волн в задаче выделяются две системы определяющих параметров – для неразрушенных и для разрушенных волн. В первом случае основным является параметр $\epsilon = L/\lambda$, влияние остальных параметров – α , β , ζ_f , $\alpha\beta$ – в среднем мало. Для оценки условий разрушения ключевым является параметр I_r (47), (57) и им же, главным образом, определяется распределение параметров наката для разрушенных волн. На это распределение оказывают влияние также параметр $I_r = \zeta_f / S$ и, в меньшей степени, S .

При использовании в качестве характерного вертикального масштаба максимальной высоты заплеска определяющими в распределении характеристик наката являются параметры I_r (52), I_r и, в меньшей степени, S .

Описанные выше модели являются в настоящее время основными при обсуждении процесса наката волн цунами.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НАКАТА ВОЛН ЦУНАМИ НА ПЛОСКИЙ ОТКОС

В.М.Кайстренко, Р.Х.Мазова, Е.Н.Пелиновский, К.В.Симонов

В проблеме цунамирайонирования побережий и оценке цунамиопасности гидротехнических и береговых сооружений описание процесса наката волн занимает центральное место. Встречающиеся здесь трудности очевидны: сложность морфометрии прибрежной зоны и разнообразие подстилающих поверхностей, изменяющихся в процессе взаимодействия с потоками воды, вызванными цунами; возможность обрушения переднего склона волны и турбулизация течения, конкурентность нелинейных и дисперсионных эффектов. В этой связи большую роль приобретают аналитические теории наката волн цунами, позволяющие выделить "в чистом виде" действие различных факторов, выявить определяющие параметры, характеризующие процесс наката, тестировать численные алгоритмы решения соответствующих уравнений. Здесь ограничимся анализом одной такой модели, а именно модели наката длинных необрушивающихся волн на плоский неразмываемый откос. Такая ситуация характерна для волн цунами, вызванных подводными землетрясениями, длина которых значительно превышает глубину бассейна, а вероятность обрушения (по крайней мере, до высот заплеска 10 м) не превышает 0,5 [60,80]. Полученные решения использованы для уточнения имеющейся схемы цунамирайонирования Тихоокеанского побережья СССР.

Исходными уравнениями при отсутствии обрушения и в пренебрежении диссипацией являются нелинейные уравнения теории мелкой воды:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta) u] = 0 \quad (1)$$

Здесь η — смещение уровня воды, u — средняя по глубине скорость волнового потока, g — ускорение свободного падения, $h(x)$ — переменная глубина бассейна, причем будем считать $h(x) = -\alpha x$, ось x направлена к берегу, $\alpha = \text{const}$.

Получим сначала критерии подобия для системы (1). Введем безразмерные переменные по формулам [36, 37]

$$\tilde{t} = \omega t, \quad \tilde{x} = \frac{\alpha x}{H}, \quad \tilde{\eta} = \frac{\eta}{H}, \quad \tilde{u} = \frac{u \alpha}{\omega H}, \quad (2)$$

где H и ω — характерная высота и частота волны. В этих переменных система (1) имеет вид (в дальнейшем тильды опустим)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \tilde{t}} + u \frac{\partial u}{\partial \tilde{x}} + \frac{1}{B\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tilde{x}} &= 0, \\ \frac{\partial \eta}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} [(-\tilde{x} + \eta) u] &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

в которой имеется единственный безразмерный параметр

$$B\gamma = H \omega^2 / g \alpha^2 \quad (4)$$

Существование единственного параметра подобия, разумеется, обусловлено пренебрежением рядом факторов (диссипацией, дисперсией и др.), которое при определенных условиях применимо к волнам цунами. Отсюда сразу вытекает критерий подобия при моделировании цунами в гидротомке: вертикальные и горизонтальные масштабы можно изменять независимо (одинакового изменения масштабов, учитывая протяженность волн цунами, добиться не удастся), лишь бы их соотношение удовлетворяло условию (4). Подчеркнем, что параметр $B\gamma$ не связан с нелинейностью системы (3), это указывает на определенную взаимосвязь решений линейной и нелинейной задач, обсуждаемую ниже. Отметим также, что параметр $B\gamma$ возникал при анализе частных решений системы (3) [127] или при анализе экспериментальных данных [109, 112], здесь же он получился из размерностного анализа, что указывает на его фундаментальное значение. Как будет показан-

но ниже, этот параметр определяет характер наката цунами: спокойное подтопление берега или накат обрушенной волны.

Для решения системы (3) эффективным оказываются преобразования, введенные впервые Кэрриером и Гринспеном [113]:

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{B\gamma} \frac{2}{\epsilon} \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon}, \\ \eta &= \frac{1}{B\gamma} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{2}{\epsilon^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} \right)^2 \right], \\ \tau &= \frac{1}{B\gamma} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{\epsilon^2}{4} - \frac{2}{\epsilon^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} \right)^2 \right], \\ t &= \lambda - \frac{2}{\epsilon} \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon}, \end{aligned} \quad (5)$$

с помощью которых система (3) сводится к линейному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \epsilon^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} = 0 \quad (6)$$

Заметим, что новая переменная ϵ пропорциональна полной глубине бассейна

$$\epsilon^2 = 4 B\gamma (\eta - \tau), \quad (7)$$

так что уравнение (6) решается на фиксированной полуоси $0 \leq \epsilon < \infty$ ($\epsilon = 0$ соответствует подвижной границе заплеска) в отличие от переменной области для системы (3).

Наряду с нелинейными уравнениями мелкой воды рассмотрим линейную систему

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{B\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tau} &= 0, \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \tau} (-\tau u) &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

Если применить к системе (8) линейный вариант преобразований Кэрриера-Гринспена [62]

$$\begin{aligned} u &= \frac{2}{\epsilon^2 B\gamma} \frac{\partial \Phi_0}{\partial \epsilon_0}, \\ \eta &= \frac{1}{B\gamma} \frac{\partial \Phi_0}{\partial \lambda_0}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$x = -\epsilon_0^2 / 4B\tau, \quad t = \lambda_0$$

то система (8) также сводится к линейному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial \lambda_0^2} - \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial \epsilon_0^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial \Phi_0}{\partial \epsilon_0} = 0 \quad (10)$$

Здесь $\epsilon_0 = 0$ соответствует урезу воды. Сопоставление линейных и нелинейных задач, как будет видно дальше, окажется полезным для расчета заплеска цунами.

Рассмотрим сначала частное решение уравнения (6) в виде

$$\Phi(\epsilon, \lambda) = A J_0(\epsilon) \cos \lambda, \quad (11)$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого индекса, A - произвольная константа, и аналогично уравнения (10)

$$\Phi_0(\epsilon_0, \lambda_0) = A_0 J_0(\epsilon_0) \cos \lambda_0 \quad (12)$$

Будем считать, что волна цунами приходит от удаленного очага ($\epsilon \rightarrow \infty$), где она линейна. Тогда асимптотики (11) и (12) совпадают и описывают суперпозицию двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$\eta(x, t) \approx \frac{A}{2B\tau \sqrt{\pi} \sqrt{|x| B\tau}} \left[\sin \left(\lambda + 2\sqrt{B\tau|x|} - \frac{\pi}{4} \right) + \sin \left(\lambda - 2\sqrt{B\tau|x|} - \frac{\lambda}{4} \right) \right] \quad (13)$$

Здесь аргумент функций $\lambda \pm 2\sqrt{B\tau|x|}$ представляет собой "классический" аргумент $t \pm \int [gh(x)]^{-1/2} dx$, а амплитуда волны изменяется в соответствии с законом Грина как $|x|^{-1/4} \sim h^{-1/4}$ и равна

$$H_0(x) = A / 2B\tau \sqrt{\pi} \sqrt{|x| B\tau}, \quad (14)$$

что позволяет определить константу A через начальную высоту волны на расстоянии $|x|$ от уреза.

Итак, решения (11) и (12) определены через параметры волны цунами в открытом океане и позволяют рассчитать волновое поле в любом месте, в том числе и при накате на берег. В отличие от решения линейной задачи (12) решение нелинейной задачи не является явным и исследовать форму волны затруднительно. Рассмотрим сначала характе-

ристики заплеска цунами, которые вызывают наибольший интерес для практики. Используя в преобразовании (5) функцию (11) при $\epsilon = 0$, находим движение границы воды в параметрической форме

$$x = \frac{-A}{B_1} \left(\sin \lambda + \frac{A}{2} \cos^2 \lambda \right),$$

$$t = \lambda + A \cos \lambda \quad (15)$$

Отсюда легко найти максимальную дальность горизонтального заплеска $L = x_{\max}$ или высоту вертикального заплеска, отсчитываемую от спокойного уровня:

$$R = A / B_1. \quad (16)$$

Подставляя сюда A из выражения (14), находим относительное усиление

$$\frac{R}{H_0(x)} = 2 \sqrt{\pi} \sqrt{|x| B_1} \quad (17)$$

Учитывая важность этой формулы, перепишем ее в размерных переменных:

$$\frac{R}{H_0} = 2 \sqrt{\pi} \sqrt{2 \frac{r_w}{\lambda}}, \quad (18)$$

где r_w — удаленность от уреза изобаты h , на которой определена начальная амплитуда волны, и $\lambda = 2\pi \sqrt{gh} / \omega$ — длина волны в этом же месте. Подчеркнем, что формула (18) является точной в нелинейной теории. Таким образом, относительная высота заплеска волны цунами не зависит от начальной высоты и определяется только соотношением между шириной откоса и длиной волны.

В линейной теории из выражений (9) и (12) находятся колебания уровня воды на урезе

$$\eta(0, t) = R \sin t, \quad (19)$$

где R определена выражениями (16) — (18). Максимальная высота волны на урезе в линейном приближении, как видно, совпадает с максимальной высотой вертикального заплеска волны в нелинейной теории. Тем самым может быть предложен "линейный" способ вычисления максимума заплеска по высоте волны на урезе, который ранее эвристически использовался многими исследователями [111, 124, 142];

приводимое здесь сопоставление, впервые сделанное в работе [62], фактически обосновывает данный подход.

Полученные выше результаты имеют место только при однозначности преобразований Кэрриера-Гринспена, т.е. когда якобиан $\partial(x,t)/\partial(\sigma,\lambda)$ не обращается в нуль. При этом решение остается всюду гладким, что соответствует необрушению волн цунами, когда накат носит характер спокойного подтопления берега. Математически условие однозначности имеет вид [113] $A < 1$ или с учетом (16) $R \forall \alpha < 1$. До сих пор не определялась характерная высота H , на которую нормированы исходные параметры. Естественно в качестве таковой выбрать либо начальную амплитуду H_0 , либо высоту заплеска R . Наиболее удобно выбрать R в качестве масштаба высоты, учитывая, что H_0 зависит от расстояния до уреза. Тогда безразмерная высота заплеска $R=1$ и условие $A < 1$ сводится к выражению [36,37,109,112, 127]

$$\forall \alpha = \frac{R \omega^2}{g \alpha^2} < 1, \quad (20)$$

где R — высота заплеска в размерных переменных. Отсюда, кстати, видна фундаментальная роль высоты заплеска, определяющая характер процесса. При выполнении обратного условия ($\forall \alpha > 1$) в рамках нелинейной теории мелкой воды обязательно наступает "градиентная катастрофа" и передний склон волны должен обрушиться. На практике фактическое поведение волны при $\forall \alpha > 1$ зависит от соотношения нелинейности, дисперсии и диссипации и не обязательно должно сопровождаться обрушением. Тем не менее мы будем называть для краткости условие $\forall \alpha = 1$ условием обрушения. Отсюда и предложенное обозначение для этого параметра, образованное от английского термина breaking — разрушение. Для каждого откоса, характеризуемого тангенсом угла наклона α , получаем критическую высоту заплеска, выше которой должно происходить обрушение; это критическое значение зависит только от периода волны $T = 2\pi/\omega$.

$$R_{кр} = \frac{g \alpha^2}{4\omega^2} T^2. \quad (21)$$

Так, для типичных значений $\alpha = 1/50$ и $T = 10$ мин получаем $R_{кр} = 10$ м, что свидетельствует о распространении

ности необрушения волн цунами (этот вывод далее будет подтвержден для прогнозируемых цунами на Дальнем Востоке СССР). Отметим также, что в рамках линейной теории, продолжая решение в область сухого берега, из условия обращения в нуль полной глубины можно получить критерий существования гладкого решения (8) в виде $B_1 < 0,65$ (такой критерий вытекает из формул, приведенных в работе [59]), что на 30% отличается от условия (20). Это обстоятельство еще раз свидетельствует о правомочности линейного подхода к анализу наката цунами.

Как свидетельствуют данные наблюдений за явлением цунами, к берегу подходит группа волн, максимальной из которых является вторая-пятая [90,91]. Имеются также данные и гипотезы, что и в открытом океане распространение волн цунами происходит также группами [25,32,33,70]. Все это указывает на возможность применения частных квазимономатических решений (11) для анализа и прогнозирования элементов волн цунами в прибрежной зоне. На практике требуется знание динамических характеристик цунами (смещения уровня, скорости потока) в мористой части и на берегу — эти данные необходимы для оценки цунамиопасности гидротехнических и берегозащитных сооружений. При этом удобно считать заданными параметры волны не в открытом океане, где данные о них чрезвычайно скудны или отсутствуют вообще, а на берегу, они находятся из анализа проявлений цунами на побережье, описание которых собрано в каталогах [90,91]. Такой подход к расчету элементов волн цунами предложен в работе [35]. Итак, зная высоту залеска и продолжительность заливания берега волной цунами или период волны цунами, можно переписать решение (5), (11) с учетом (20) в виде

$$\begin{aligned} \eta &= -J_0(\sigma) \sin \lambda - \frac{2B_1}{\sigma^2} J_1^2(\sigma) \cos^2 \lambda, \\ u &= -\frac{2}{\sigma} J_1(\sigma) \cos \lambda, \\ z &= -J_0(\sigma) \sin \lambda - \frac{2B_1}{\sigma^2} J_1^2(\sigma) \cos^2 \lambda - \frac{\sigma^2}{4B_1}, \\ t &= \lambda + \frac{2B_1}{\sigma} J_1(\sigma) \cos \lambda, \end{aligned} \quad (22)$$

где $J_1(\sigma)$ — функция Бесселя. Хотя приведенные здесь решения и выписаны в замкнутом виде, их непосредственное использование затруднено из-за неявной формы решений.

Имеются численные решения, показывающие процесс трансформации периодической волны цунами на откосе [113]. В аналитическом виде удастся получить экстремумы функций η и ζ по времени, именно они определяют максимумы подъемов и понижений уровня и скоростей наката и отката. Опуская детали вычислений [34], приведем формулу для экстремумов смещения уровня в параметрической форме

$$\eta_{ext} = \pm J_0(\epsilon), \quad \tau = \eta_{ext} - \frac{\epsilon^2}{4B\tau} \quad (23)$$

На рис. 1 представлены результаты расчета по формулам (23).

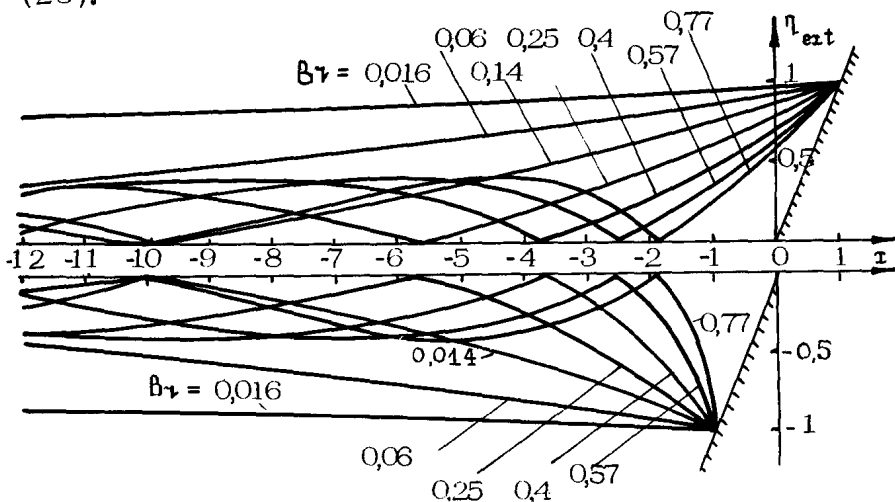


Рис. 1

При достаточно малых значениях $B\tau$ в области $\tau > -1/2B\tau$ из формулы (23) следуют простые асимптотические формулы

$$\eta_{max} = \frac{1 + B\tau \tau}{1 + B\tau}, \quad \eta_{min} = -\frac{1 + B\tau \tau}{1 + B\tau} \quad (24)$$

Итак, для необрушивающихся волн высота наката цунами равна глубине осушки дна. Начиная с

$$\tau_* = -\epsilon_*^2 / 4B\tau, \quad (25)$$

где $\epsilon_* = 2,45$ - первый нуль функции $J_0(\epsilon)$, в сторону

берега изменения максимальных значений смещения и понижения уровня происходят монотонно. Величину τ_* можно отождествлять с шириной прибрежной зоны, где опасность цунами существенна. Ввиду важности этой характеристики приведем формулу (25) в размерном виде

$$\frac{h_*}{R} = \frac{\epsilon_*^2}{4\beta_1} \quad (26)$$

Здесь h_* — максимальная глубина бассейна, до которой необходимо учитывать воздействие цунами.

Аналогичные формулы могут быть получены для экстремумов скоростей потока (рис.2) [34]. Абсолютный максимум

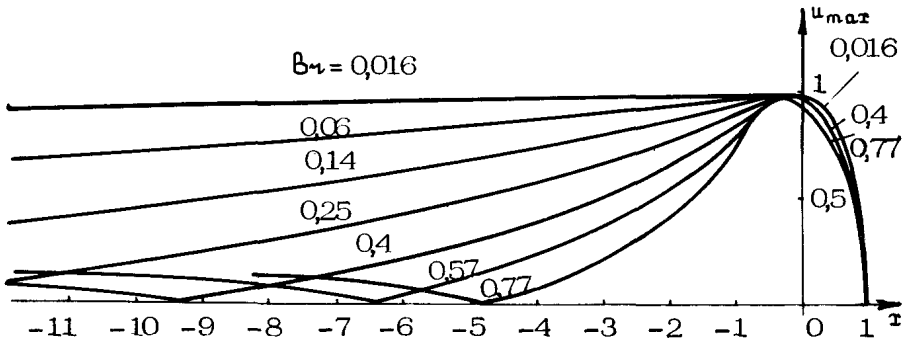


Рис. 2

скорости достигается на подвижном урезе:

$$u = 1 \quad \text{при} \quad x = -\beta_1/2, \quad (27)$$

или в размерных переменных

$$u = \omega R / \alpha \quad (28)$$

(Этот же результат легко получается из линейной теории [59]). При $R = 10$ м и периоде 20 мин на откосе с $\alpha = 1/100$ максимум скорости оказывается равным 5 м/с, он достигается на глубине 1,25 м. Подчеркнем, что максимумы скоростей наката и отката совпадают. Приведем здесь только две формулы для максимальных значений скорости потока [34] на сухом берегу (точная формула):

$$u = \pm \sqrt{\frac{2}{\beta_1} \sqrt{\frac{1}{\beta_1} + \frac{2x}{\beta_1} + 1} - \frac{2x}{\beta_1} - \frac{2}{\beta_1^2}} \quad (29)$$

В мористой области $-2/b\gamma \ll x < -b\gamma/2$ при малых $b\gamma$

$$u_{\text{ext}\gamma} \approx \pm \left(1 + \frac{b\gamma}{2} x \right) \quad (30)$$

Представленные здесь формулы полностью описывают изменения параметров периодических волн на плоском откосе. На практике цунами представляет собой конечный дуг волн. Естественно, что ограниченность длины дуга приведет к "замазыванию" узлов волнового поля и уменьшению поля в пучности. Точные решения здесь формально могут быть получены суперпозицией частных решений типа (11).

$$\Phi(\epsilon, \lambda) = \int A(\Omega) J_0(\Omega \epsilon) \cos[\Omega \lambda - \Psi(\Omega)] d\Omega \quad (31)$$

Если очаг, как и ранее, достаточно удален от берега, то константы A и Ψ определяются через фурье-спектр падающей волны. Некоторые частные решения построены таким образом в работах [61, 113, 163, 165]. Выкладки столь сложны, что дали основание написать в обзоре [142]: "Основной вклад [113] не столь в вычислении заплеска, а скорее показ того, что существуют волны возвышения в нелинейном длинноволновом приближении, которые распространяются по берегу постоянного уклона без обрушения". Тем не менее для нахождения максимума заплеска может быть предложена простая процедура вычислений. Движение границы воды определяется в соответствии с преобразованиями (5)

$$x = \frac{1}{4b\gamma} \left\{ \int \Omega A(\Omega) \sin(\Omega \lambda - \Psi) d\Omega - \frac{1}{2} \left[\int \Omega^2 A(\Omega) \cdot \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \cos(\Omega \lambda - \Psi) d\Omega \right]^2 \right\} \quad (32)$$

Максимальный заплеск определяется максимумом только первого слагаемого (второе слагаемое есть u^2 и в максимуме $u = 0$). Таким образом,

$$x_{\text{ext}\gamma} = \frac{1}{4b\gamma} \text{ext}\gamma \int \Omega A(\Omega) \sin(\Omega \lambda - \Psi) d\Omega \quad (33)$$

В рамках линейной теории выражение (33) описывает максимум высоты волны на урезе [59, 62]. Следовательно, "линейный" подход к отыскиванию максимальных уровней подъема воды на побережье удаётся обосновать для произвольной

формы волны цунами. Интересно сравнить конкретную величину заплеска для волн цунами различной формы. По аналогии с выражением (18) приведем формулу для вертикального заплеска в размерных переменных:

$$\frac{R}{H_0} = \sqrt{\frac{\rho_w}{\lambda}} m, \quad m = 2\sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \gamma \int \sqrt{\rho} \dot{\varphi}(\Omega) \exp\left[i\left(\Omega\lambda - \delta + \frac{\pi}{4}\right)\right] d\Omega, \quad (34)$$

где φ – безразмерный амплитудный и δ – фазовый спектры падающей волны цунами высотой H_0 и длиной λ на расстоянии ρ_w от уреза. Для монохроматической волны $m = 2\pi \times \sqrt{2} = 8,9$. Различные примеры наката импульсных возмущений рассмотрены в работе [59]. Здесь приведем только одно решение, соответствующее накату одиночной волны возвышения

$$\eta_{\text{наг}}(t) = \frac{H_0}{1 + (2t/T)^2} \quad (35)$$

В этом случае расчет по формуле (34) приводит к $m_+ = \pi\sqrt{2} \times \left(\cos\frac{\pi}{10}\right)^{5/2} \approx 4,4$ и $m_- = -\pi\sqrt{2} \left(\cos\frac{3\pi}{10}\right)^{5/2} \approx -0,23$. Здесь m_+ соответствует накату и m_- – откату цунами. (Для сравнения приведем величины m для волны повышения в виде синусоидального импульса $m_+ = 3,9$ и $m_- = -1,4$ [59]). Итак, движение одиночной волны повышения к берегу приводит не только к накату цунами на берег, но и к последующему откату, причем глубина осушения дна составляет примерно 30% от высоты наката. Подчеркнем также, что величина наката зависит от формы волны и это обстоятельство необходимо учитывать при анализе данных лабораторных экспериментов. В то же время для грубых расчетов с целью цунамирайонирования можно принять величину m_+ равную 5 [59,80].

Таким образом, представленные здесь формулы полностью описывают накат цунами на плоский откос. В случае откосов сложной конфигурации решения нелинейной задачи получить в явном виде не удастся. Тем не менее сделанное выше обоснование линейной теории наката цунами на берег для достаточно удаленных очагов позволяет исследовать заплеск цунами и в этих случаях, поскольку линейная задача решается для многих законов изменения глубины [41,57,142]. Тем

самым удается существенно расширить рамки теории наката необрушивающихся волн цунами на берег. Приведем здесь только одно решение (в размерных переменных), соответствующее накату монохроматической волны на откос, сопряженный с ровным дном на расстоянии ℓ_w от уреза [41,142]:

$$\frac{R}{H_0} = \frac{2}{\sqrt{J_0^2 (4\pi\ell_w/\lambda) + J_1^2 (4\pi\ell_w/\lambda)}}, \quad (36)$$

которая хорошо аппроксимируется простыми зависимостями.

$$\frac{R}{H_0} = \begin{cases} 2, & \ell_w < 0,05\lambda, \\ 2\pi\sqrt{2\ell_w/\lambda}, & \ell_w > 0,05\lambda \end{cases} \quad (37)$$

На рис.3 приведены относительные высоты заплеска, найденные по формулам (36) - кривая 1 и (37) - кривая 2.

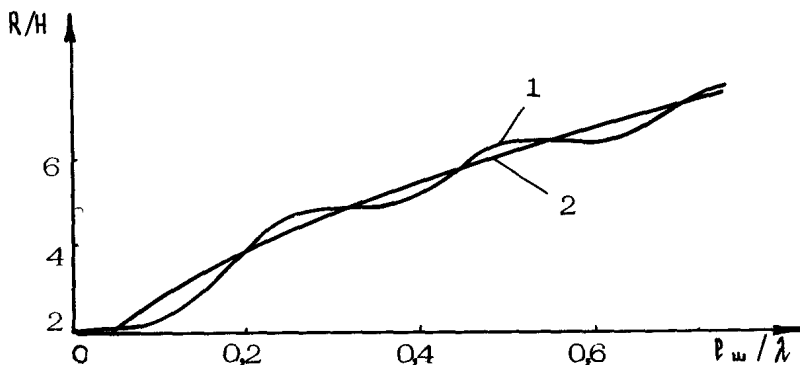


Рис. 3

При этом надо иметь в виду, что линейный подход обоснован только при достаточно удаленном очаге, т.е. при больших ℓ_w/λ , в случае малых отношений ℓ_w/λ линейная теория может приводить к ошибкам в вычислении заплеска; точное решение нелинейной задачи в случае $\ell_w = 0$ (вертикальная стенка) приводит к большим значениям высоты заплеска, чем в линейном случае [69]:

$$\frac{R}{h} = 4 \left(1 + \frac{H_0}{h} - \sqrt{1 + \frac{H_0}{h}} \right) \quad (38)$$

Прогноз динамических характеристик цунами на побережье Курильской зоны

Пункт	Уклон дна	Период, мин	Заплеск, м	Критическая высота заплеска, м	Высота на урезе, м	Скорость потока, м/с	Вг
о.Парамушир (г Северо-Курильск)	$0,33 \cdot 10^{-2}$	30	17,8	9	—	—	2,0
о Магуа	$1,25 \cdot 10^{-2}$	18	9,9	45	8,3	4,6	0,2
о Симушир (северная часть)	$2,5 \cdot 10^{-2}$	16	8,6	143	8,1	2,2	0,06
о Уруп (м Кастрикум)	$1,25 \cdot 10^{-2}$	26	8,2	95	7,5	2,6	0,1
о.Уруп (м Ван-дер-Линда)	$2,5 \cdot 10^{-2}$	20	16,8	223	15,3	3,5	0,1
о Итуруп (зал Касагка)	$1,7 \cdot 10^{-2}$	24	7,5	894	7,1	1,9	0,05
о.Кунашир (пос.Южно-Курильск)	$1,25 \cdot 10^{-2}$	20	6,8	56	6,2	2,9	0,1
о.Шикотан (бух.Малокурильская)	$1,25 \cdot 10^{-2}$	20	6,8	56	6,2	2,9	0,1

В заключение приведем прогноз динамических характеристик цунами на 100 лет для побережья Курильских островов. С использованием схемы цунамирайонирования Тихоокеанского побережья СССР по высоте заплеска и периоду [9,11] по формулам (20), (21), (23), (28) вычислены максимальные скорости потока, параметр обрушения, максимальный подъем уровня на уресе и критическое значение высоты заплеска, соответствующее обрушению волны [10,36]. Эти данные сведены в таблицу. Как видно из нее, практически всюду $\beta_1 < 1$, поэтому в приведенных районах следует ожидать спокойного подтопления берега волнами и других проявлений цунами в предсказываемых характеристиках. В районе г.Северо-Курильска $\beta_1 > 1$, и здесь волны цунами, скорее всего, будут обрушаться. Именно такая ситуация и произошла 4-5 ноября 1952 г., когда на г.Северо-Курильск накатывались волны с резким передним фронтом. Методы расчета воздействия волн цунами при $\beta_1 > 1$ требуют дальнейшего обоснования, поэтому в таблице для этого случая не приводятся прогностические характеристики цунами. Мы специально также не приводим в таблице данных о характеристиках цунами вдали от берега, поскольку для описания цунами в бухтах и заливах необходимо учитывать резонансные эффекты, обусловленные двумерностью задачи. В то же время поведение цунами на сухом берегу описывается одномерной теорией, и приводимые здесь данные отличаются большей надежностью. Сейчас уже проводится работа по крупномасштабному цунамирайонированию побережий с учетом двумерных эффектов; опыт практического цунамирайонирования побережья Южно-Курильского залива вблизи пос. Южно-Курильск описан в работе [36].

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ НАКАТА ВОЛН ЦУНАМИ НА ШЕЛЬФЫ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОМЕТРИИ

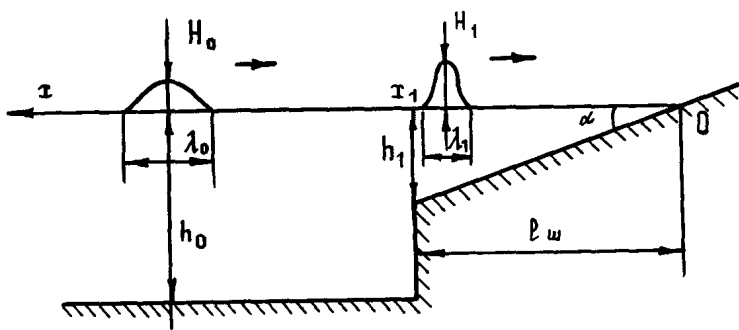
Р.Х.Мазова

Обычно профиль откоса имеет достаточно сложную конфигурацию, и анализ реальных цунами, а также лабораторные и численные эксперименты показывают, что высота заплеска может существенно меняться в зависимости от геометрии шельфа.

В предыдущей статье (см. также [59,62]) обосновано применение линейной теории для нахождения максимальной величины заплеска при постоянном уклоне берега. Точность линейных решений для заплеска в случае ровного дна, переходящего в постоянный уклон, была оценена при сопоставлении с данными лабораторного и численного моделирования [58]. Полученные положительные результаты означают, что с помощью линейной теории можно рассматривать различные формы шельфовой зоны, для которых аналитические решения нелинейной задачи получить трудно, если не невозможно. Здесь на основе линейной теории наката рассмотрены два характерных примера: накат волны на откос с уступом на кромке и в канале переменного сечения.

НАКАТ ВОЛНЫ НА ШЕЛЬФ С УСТУПОМ НА КРОМКЕ И ПОСТОЯННЫМ УКЛОНОМ ЗА НИМ

Одним из типичных профилей откоса является наклонный шельф, оканчивающийся обрывом (рис.1). В этом случае наличие резкого перепада глубин должно давать дополнительный вклад в величину заплеска. Для данной геометрии удастся фактически рассмотреть как накат одиночной волны, так и накат дуга волн.



Р и с.1. Схема наката волны на шельф с уступом на кромке и постоянным уклоном

Накат одиночной волны на шельф

Предложим следующий метод решения. Для описания первой стадии наката - перехода волны через уступ-пренебрежем изменением глубины в области $l_w \gg \lambda$, где l_w - ширина шельфовой зоны, λ - длина волны. Решение такой задачи было получено Ламбом, и оно хорошо известно. Воспользуемся его преобразованием

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{h_1/h_0},$$

$$H_1 = H_0 \frac{2 \sqrt{h_0/h_1}}{\sqrt{h_0/h_1} + 1}, \quad (1)$$

где λ_0 и H_0 - длина и высота подходящей волны, λ_1 и H_1 - длина и высота подходящей волны после перехода через уступ, h_0 - глубина на ровном дне, h_1 - глубина на краю ступеньки.

Для второй стадии - наката импульса на откос постоянно-го уклона - используем формулу

$$R = 5 H_1 \sqrt{l_w / \lambda_1}, \quad (2)$$

полученную в нашей работе [59].

Окончательное выражение для высоты заплеска на урезе, или, что то же, величины вертикального заплеска, будет иметь вид

$$R = R^* \frac{2 \sqrt{h_0/h_1}}{\sqrt{h_0/h_1} + 1} \sqrt[4]{\frac{h_0}{h_1}}, \quad (3)$$

где $R^* = 5H_0 \sqrt{g/\lambda_0}$ – расчетная формула для вертикального заплеска в случае постоянного уклона шельфа без уступа.

Для оценки влияния уступа нормируем выражение (3) на R^* . Полученную таким образом функцию назовем функцией усиления

$$f = \frac{2 \sqrt{h_0/h_1}}{\sqrt{h_0/h_1} + 1} \sqrt[4]{\frac{h_0}{h_1}}, \quad (4)$$

которая показывает, что для данной геометрии берега происходит усиление одиночной волны, причем тем больше, чем больше перепад глубин. Эту функцию интересно сравнить с функцией усиления, полученной для случая ровного дна за уступом (геометрия шельфа дана на рис.2). Как следует из линейной теории, амплитуда волны на стенке в точке $x=0$ удваивается и выражение для функции усиления в этой геометрии будет иметь вид [78]

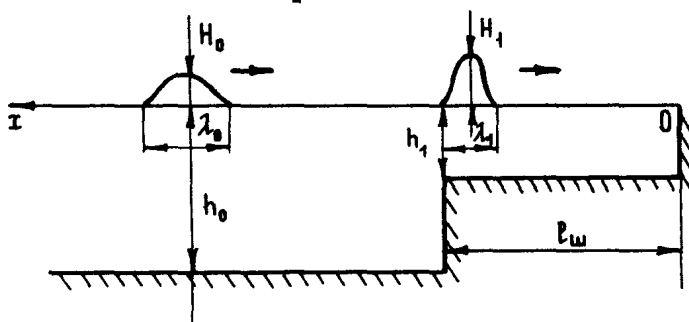
$$f' = 4H_0 \frac{\sqrt{h_0/h_1}}{\sqrt{h_0/h_1} + 1} \quad (5)$$

Сравнение этих двух зависимостей дано на рис.3, что позволяет количественно интерпретировать очевидный факт: наличие откоса приводит к дополнительному увеличению амплитуды волны.

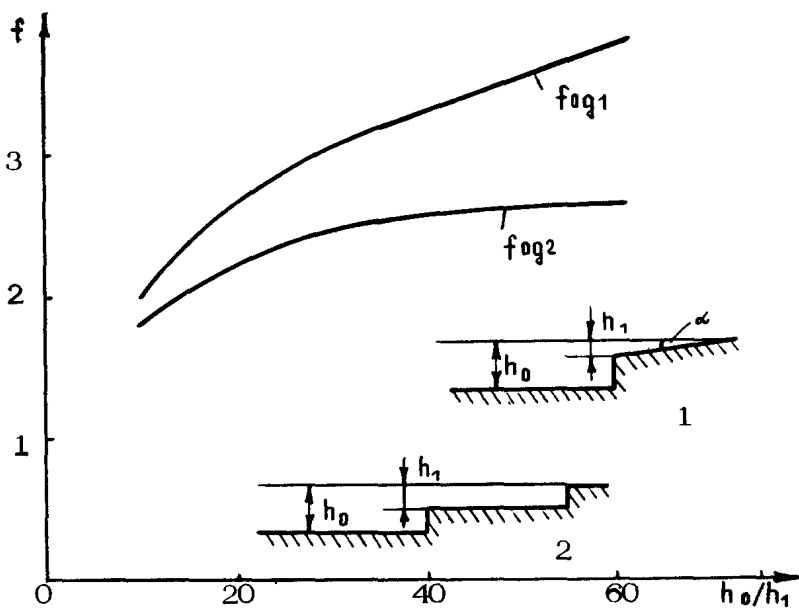
Следует подчеркнуть, что к этому случаю можно отнести и накат головной волны при подходе цуга волн, если ее длина меньше длины шельфа.

Накат монохроматической волны

Рассмотрим теперь случай наката цуга волн на откос той же геометрии (см.рис.1). Если общая длина цуга много меньше длины шельфа, то накат каждого гребня будет происходить независимо и так же, как и для головной волны. Если же длина цуга волн много больше длины шельфа,



Р и с.2. Схема наката волны на шельф, имеющий уступ



Р и с.3. Сравнение функций усиления $f_{од1}$ и $f_{од2}$ в геометрии, изображенной на вставках 1 и 2 соответственно

то в области $x < x_1$ возможен резонанс. При этом волна, отраженная от уреза, должна прийти в точку x_1 в противофазе подходящему к уступу новому гребню. Ясно, что резонанс приведет к существенно большему заплеску, чем при накате головной волны. С другой стороны, возможно значительное уменьшение заплеска.

Это явление рассмотрим для предельного случая — наката монохроматической волны. На ровном дне (при $x > x_1$) решение, естественно, будет иметь вид

$$\eta_1 = H_0 \exp [i(\omega t + kx)] + B \exp [i(\omega t - kx)], \quad (6)$$

где B — амплитуда отраженной от уступа волны, $k = \omega / \sqrt{gh_0}$. Решение на откосе постоянного уклона также хорошо известно [102].

$$\eta_2 = C J_0(x) \exp(i\omega t), \quad (7)$$

где C — произвольная константа,

$$x = \sqrt{4\omega^2 x / g\alpha} = 2k \sqrt{x_1 x} \sqrt{h_0 / h_1}$$

Граничными условиями в точке $x = x_1$ будут, как известно, непрерывность смещений и потоков массы

$$\begin{cases} \eta_2 = \eta_1, \\ h_2 u_2 = h_1 u_1, \end{cases} \quad (8)$$

где u_2 и u_1 — средние скорости потока. Используя эти граничные условия, можно найти точное решение, которое для поля в области $x < x_1$ запишется в виде

$$\eta_2 = \frac{2H_1 J_0(x)}{\sqrt{J_0^2(x_1) + \frac{h_1}{h_0} J_1^2(x_1)}} \exp \left\{ i \left[(\omega t - kx_1) + \arctg \frac{-h_0 \sqrt{h_0/h_1}}{h_1} \right] \right\} \quad (9)$$

Отсюда находим выражение для амплитуды волны на урезе ($x = 0$)

$$H_z = R_{\text{мон}} = 2H_0 \sqrt{J_0^2(x_1) + \frac{h_1}{h_0} J_1^2(x_1)}, \quad (10)$$

где $R_{\text{мон}}$ — величина вертикального заплеска для монохроматической волны. Полагая $h_1 = h_0$, можно получить известное решение для заплеска монохроматической волны в случае наката на однородный шельф [41, 163].

В случае $l_w \gg \lambda_1$, заменяя функции Бесселя их асимптотиками, получим решение для заплеска в следующем виде:

$$R = \frac{\sqrt[4]{h_0/h_1} R'}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{h_1}{h_0}\right) \sin^2\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right)}}, \quad (11)$$

где R' - величина заплеска монохроматической волны для шельфа с постоянным уклоном без уступа

$$R' = 2\sqrt{2} \pi H_0 \sqrt{l_w / \lambda_0} \quad (12)$$

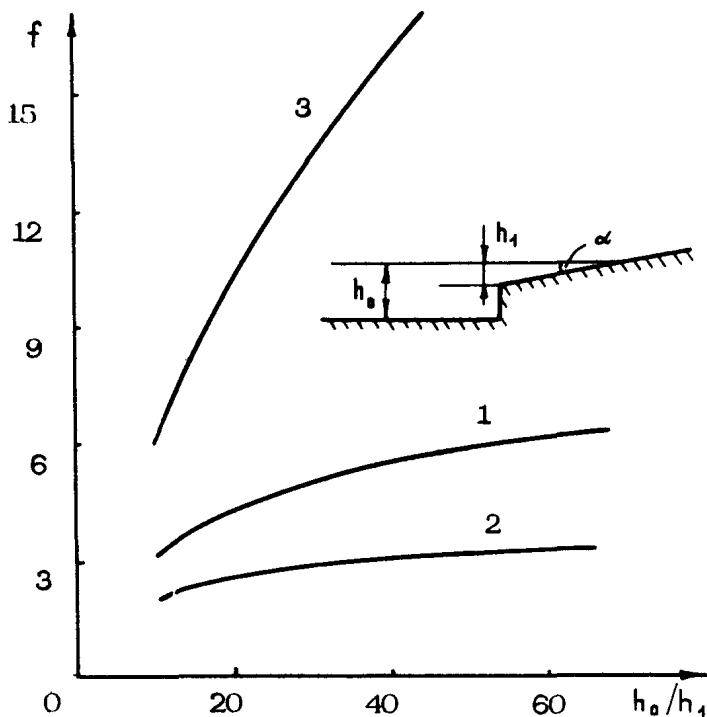
Так же, как для головной волны, для этого случая введем функцию усиления

$$f = \frac{\sqrt[4]{h_0/h_1}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{h_1}{h_0}\right) \sin^2\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right)}} \quad (13)$$

В отличие от выражения (5) усиление для монохроматической волны будет зависеть не только от перепада глубин, но и от соотношения длины шельфа и длины волны. Это усиление может быть больше или меньше, чем для головной. Из выражения (13) следует, что коэффициент усиления будет меняться от $f_{\min} = (h_0/h_1)^{1/4}$ до $f_{\max} = (h_0/h_1)^{3/4}$ (рис.4). Различие между усилением для головной волны и усилением для монохроматической уже отмечалось в работе [82], в которой выполнялись численные расчеты для конкретного региона Курило-Камчатской зоны, хотя при этом "стенку" ставили на 10-метровой изобате и не учитывался накат. Из отличия этих коэффициентов следует еще один важный вывод о том, что головная волна при подходе цуга волн не является максимальной, что хорошо согласуется с натурными наблюдениями. Это говорит о необходимости проводить цунамирайонирование как для одиночной волны, так и для цуга волн.

Объяснить изменение функции усиления от f_{\min} до f_{\max} можно наличием в выражении (13) слагаемого с синусом, аргумент которого, приравненный πn , дает резонансное соотношение между длиной шельфа и длиной подходящей волны:

$$\lambda_n = \frac{4l_w}{n} \sqrt{h_0/h_1} \quad \text{при} \quad n \rightarrow \infty \quad (14)$$



Р и с.4. Зависимость функции усиления для одиночной (1) и для монохроматической (2,3) волны от перепада глубины для шельфа постоянного уклона с уступом на кромке

Из этой зависимости легко найти собственную длину волны, при которой возможен резонанс:

$$\lambda'_n = \lambda_n \sqrt{h_0/h_1} = 4l_w / n, \quad \omega_n = \frac{\pi n}{2l_w} \sqrt{gh_1} \quad (15)$$

Отсюда видно, что для проявления резонансного эффекта длина шельфа должна быть кратна четверти длины волны. Объяснение этому эффекту следующее. В случае пологого откоса за уступом уменьшение скорости волны ведет к увеличению времени движения до уреза

$$T = \int \frac{dx}{\sqrt{gh(x)}}, \quad (16)$$

где $h = \alpha x$. Тогда полное время движения до уреза и обратно в точку x_1 будет

$$T = 4l_w / \sqrt{gh_1}, \quad (17)$$

что и приводит к формулам (15).

Интересно сравнить полученные соотношения с аналогичными для движения волны на шельфе с уступом и ровным дном за ним. В этом случае соотношение между длиной подходящей волны и длиной шельфа будет [78]

$$\lambda''_n = \frac{2l_w}{n} \sqrt{h_1/h_0}, \quad (18)$$

где n — номер моды, а время движения

$$T' = 2l_w / \sqrt{gh_1} \quad (19)$$

Таким образом, видим, что наличие наклонного шельфа за уступом ведет не только к увеличению заплеска, но и к увеличению времени движения до уреза и изменению резонансных соотношений между длиной волны и длиной шельфа.

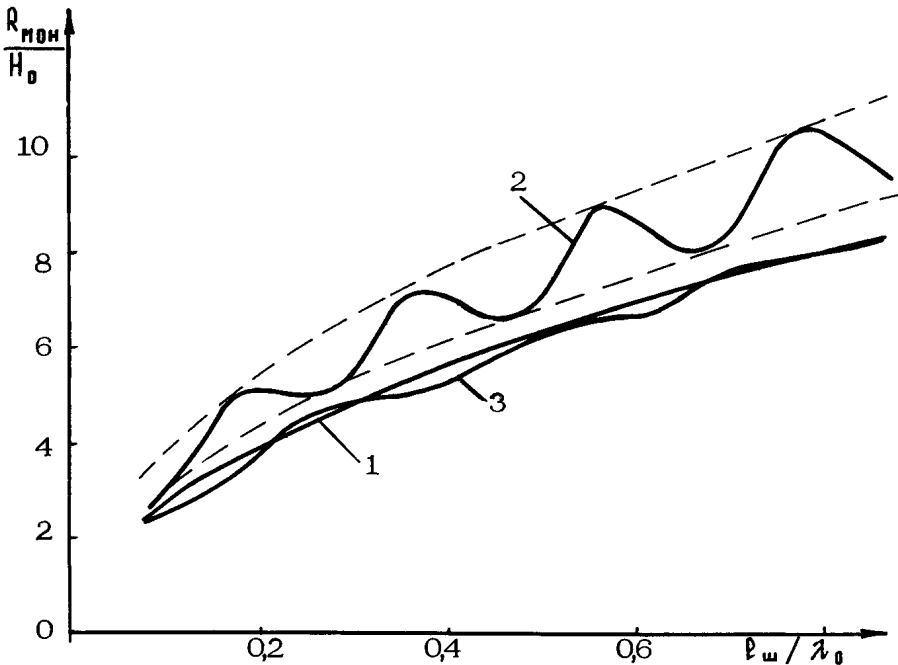
Сравним полученное здесь соотношение для величины заплеска с аналогичным выражением для откоса с постоянным уклоном (рис.5). Как видно из рисунка, при любом перепаде глубин высота волны для геометрии с уступом будет больше, чем без уступа. Конкретное подрастание амплитуды будет определяться величиной перепада глубин h_0/h_1 . Однако необходимо помнить, что решения, полученные здесь, будут справедливы только в случае необрушения волны. Найдем условие для высоты подходящей волны, при которой обрушения переднего склона до уреза не произойдет. Будем считать, что нелинейность важна только на откосе, и используем выражение для критической высоты волны [80]

$$H_{2\text{кр}} = 2,9 \cdot 10^{-3} h_1 (\lambda_1/l_w)^{5/2} \quad (20)$$

Воспользовавшись преобразованием Ламба, получим

$$H_{1\text{кр}} = 5 \cdot 10^{-1} H^* (1 + \sqrt{h_1/h_0}) (h_1/h_0)^{5/4}, \quad (21)$$

где $H^* = 2,9 \cdot 10^{-3} h_0 (\lambda_0/l_w)^{5/2}$ — критическая высота волны для шельфа постоянного уклона. Таким образом, если высота подходящей волны H_1 будет меньше, чем \hat{H}_1 , то волна до уреза не обрушится.



Р и с.5. Сравнение высот заплеска для различных геометрий шельфа при накате монохроматической волны 1 – откос постоянного уклона; 2 – откос постоянного уклона с уступом на кромке (для $h_0/h_1 = 1,5$), 3 – откос постоянного уклона, сопряженного с ровным дном Пунктиром даны максимальные и минимальные значения асимптоты $R_{\text{мон}}$

Полученные здесь формулы можно применить для оценки усиления в конкретном случае цунами 26 мая 1983г. и его проявлений в бухте Валентин. Геометрия берегового профиля бухты Валентин может быть аппроксимирована рис.1, где $h_0 = 3\text{км}$, $h_1 = 50\text{м}$, $l_w = 3\text{км}$, характерный период подходящей волны $T = 5\text{мин}$. Всего подошло три волны. Накат происходил без обрушения; со слов очевидцев, "... вода полностью покрыла пирс ...". Для этого случая величина функции усиления для головной волны будет 4,2, а для монохроматической 13,2. Так как известно, что подошло три волны и первая не была максимальной, то можно сделать вывод, что коэффициент усиления в данном случае был больше, чем для головной, но в то же время, меньше, чем для монохроматической. Таким образом, среднее значение коэффициента усиления в бухте Валентин можно взять в пределах 6 – 10.

Следует отметить, что так как накат монохроматической волны является предельным случаем наката цунами волн, то полученные здесь выводы применительно к цунами волн будут более мягкими.

НАХОЖДЕНИЕ ЗАПЛЕСКА В КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

В предыдущей задаче рассматривалось одномерное распространение волны и ровная береговая линия. Реальная геометрия береговой зоны более сложная, со множеством заливов и бухт. В этом случае, при лучевом описании, имеем дело с распространением волны в канале, глубина которого меняется по линейному закону $h(x) = \alpha x$, а ширина — по степенному

$$b(x) \sim x^p \quad (22)$$

Уравнения движения для потока жидкости в канале хорошо известны

$$\begin{cases} \frac{\partial Q}{\partial t} + g b h \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \\ b \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0, \end{cases} \quad (23)$$

где $Q(x) = b(x) h(x) u$ — расход воды. Эта система может быть сведена к следующему уравнению для возвышения свободной поверхности при движении в канале переменного сечения

$$b(x) \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial x} \left[b(x) h(x) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right] = 0 \quad (24)$$

Учитывая (22) и то, что $\eta(x, t) = \eta(x) \exp(i\omega t)$, перепишем уравнение (24) в виде

$$\frac{d^2 \eta}{dx^2} + \frac{\omega^2}{g h(x)} \eta + \left[\frac{1}{h(x)} \frac{dh(x)}{dx} + \frac{1}{b(x)} \frac{db(x)}{dx} \right] \frac{d\eta}{dx} = 0 \quad (25)$$

После несложных преобразований окончательно получаем

$$\frac{d^2 \eta}{dx^2} + \frac{1+p}{x} \frac{d\eta}{dx} + \frac{\omega^2}{g \alpha x} \eta = 0 \quad (26)$$

Решение дифференциального уравнения (26) будет зависеть от значения параметра ρ перед первой производной. В общем виде решение уравнения (26) запишется

$$\eta(x,t) = \left[A x^{-\rho/2} J_{-\rho}(z) + B x^{-\rho/2} N_{-\rho}(z) \right] \exp(i\omega t), \quad (27)$$

где $J_{-\rho}(z)$ и $N_{-\rho}(z)$ – функции Бесселя порядка $-\rho$; $z = \sqrt{4\omega^2 x / g\alpha}$ – аргумент этих функций, A и B – произвольные константы.

Рассмотрим случай $\rho = n$, где n – целые положительные числа и ноль. Из условия ограниченности решения (27) во всей области, в том числе и на урезе, положим коэффициент B_0 равным нулю, тогда (27) переписывается

$$\eta(x) = \frac{A^*}{x^{n/2}} J_n(z), \quad (28)$$

где $A^* = (-1)^n A$ – постоянный коэффициент перед функцией Бесселя. Для нахождения его воспользуемся асимптотическим разложением функции Бесселя при больших значениях аргумента z

$$J_n(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos\left(z - \frac{\pi}{2}n - \frac{\pi}{4}\right) \quad (29)$$

Аналогично случаю $n = 0$ [59] найдем коэффициент A^* . Тогда решение (28) примет вид

$$\eta(x) = \frac{2H_0 h_0^{\frac{n}{2} + \frac{1}{4}} \pi^{1/2} \omega^{1/2}}{\alpha^{\frac{n}{2} + \frac{1}{2}} g^{1/4} x^{n/2}} J_n(z) \quad (30)$$

Для вычисления высоты волны на урезе необходимо разложить функцию Бесселя в ряд при $z \rightarrow 0$, что приводит к выражению

$$H_{y_n} = \frac{2H_0 h_0^{\frac{n}{2} + \frac{1}{4}} \pi^{1/2} \omega^{n + \frac{1}{2}}}{\alpha^{n + \frac{1}{2}} g^{\frac{n}{2} + \frac{1}{4}} \Gamma(n+1)}, \quad (31)$$

где $\Gamma(n+1)$ – гамма-функция. Переписав (31) через длину шельфа и длину волны, снова перейдем к параметру ρ

$$H_{y_p} = \frac{2^{\rho+1} \sqrt{2} H_0 \pi^{\rho+1}}{\rho!} \left(\frac{\ell_w}{\lambda_0} \right)^{\rho + \frac{1}{2}}. \quad (32)$$

Как видим, при $\rho = 0$ получаем случай одномерного распространения

$$H_{y_0} = 2\sqrt{2} \pi H_0 \left(\frac{\ell_w}{\lambda_0} \right)^{1/2}. \quad (32')$$

Для $\rho = 1$, т.е. для $b(x) \sim x$ (рис.6,а) имеем выражение

$$H_{y_1} = 4\sqrt{2} \pi^2 H_0 \left(\ell_w / \lambda_0 \right)^{3/2} \quad (33)$$

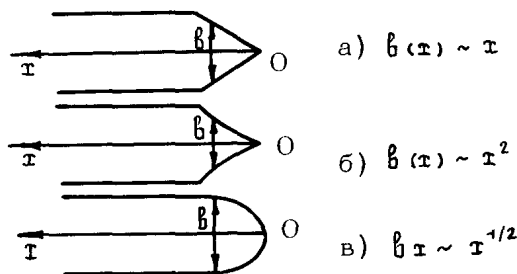


Рис 6.Формы заливов а - $b \sim x$; б - $b \sim x^2$; в - $b \sim x^{1/2}$

График этой зависимости приведен на рис.7 (кривая 1)

Для $\rho = 2$, $b(x) \sim x^2$ (рис.6,б) получаем

$$H_{y_2} = 4\sqrt{2} \pi^3 H_0 \left(\ell_w / \lambda_0 \right)^{5/2} \quad (34)$$

и соответствующий график на рис 7 (кривая 2)

Рассмотрим случай, когда ρ кратно $1/2$, т.е. $\rho = n + 1/2$
 Решение (27) запишется

$$\eta(x) = A x^{-\frac{n+1/2}{2}} J_{-(n+1/2)}(z) + B x^{-\frac{n+1/2}{2}} N_{-(n+1/2)}(z) \quad (35)$$

Так как функция Бесселя $J_{-(n+1/2)}$ имеет логарифмическую особенность в точке $x = 0$, то ограничение решения достигнем, положив $A = 0$. Используя известное соотношение

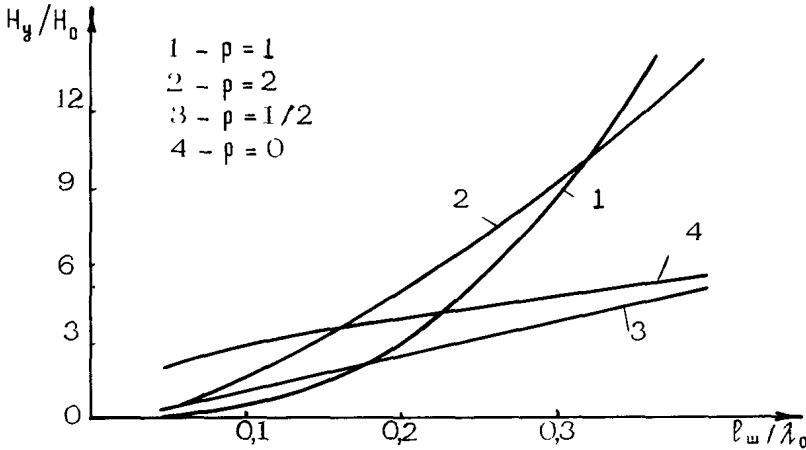
$$N_{-(n+1/2)}(z) = (-1)^n J_{n+1/2}(z), \quad (36)$$

перепишем (35) в виде

$$\eta(x) = \frac{B^*}{x^{\frac{n+1/2}{2}}} J_{n+1/2} \left(\sqrt{\frac{4\omega^2 x}{g\alpha}} \right), \quad (37)$$

где $B^* = (-1)^n B$ — константа. Повторяя процедуру нахождения коэффициента B^* , получаем

$$B^* = \frac{2H_0 h_0^{\frac{n+1}{2}} \pi^{1/2} \omega^{1/2}}{\alpha^{\frac{n+3/2}{2}} g^{1/4}} \quad (38)$$



Р и с.7 Сравнение величины заплеска в случае разных геометрий береговой зоны

Для вычисления высоты заплеска снова разложим $J_{n+1/2}$ в ряд при $x \rightarrow 0$ и получим

$$H_{y_n} = \frac{2H_0 h_0^{\frac{n+1}{2}} \pi^{1/2} \omega^{n+1}}{\alpha^{n+1} g^{\frac{n+1}{2}} \Gamma(n+1/2)} \quad (39)$$

или в другом виде

$$H_{y_n} = \frac{2^{n+2} H_0 \pi^{n+3/2}}{\Gamma(n+1/2)} \left(\frac{l_w}{\lambda_0} \right)^{n+1} \quad (40)$$

Переходя снова к параметру ρ , будем иметь следующее выражение

$$H_{y\rho} = \frac{2^{\rho+1} \sqrt{2} H_0 \pi^{\rho+1/2}}{(\rho - 1/2)!} \left(\frac{\rho_w}{\lambda_0} \right)^{\rho+1/2} \quad (41)$$

При $\rho = 1,2$, т.е. $V(x) \sim x^{1/2}$ (рис.6,в), получим

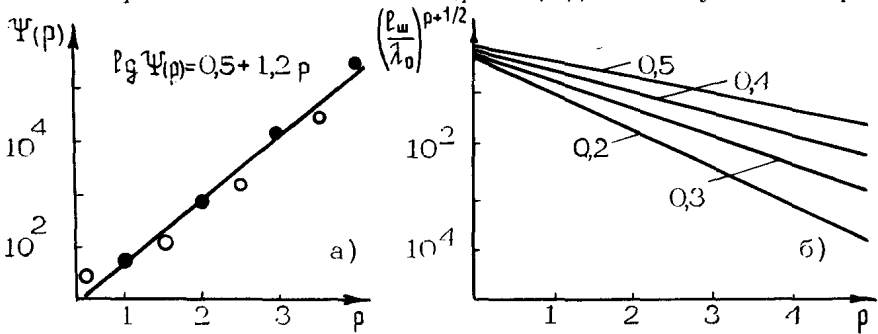
$$H_{y1/2} = 4 H_0 \pi \frac{\rho_w}{\lambda_0} \quad (42)$$

Эта зависимость также приведена на рис.7 (кривая 3)

Таким образом, для ρ целых и кратных $1/2$ решение примет следующий вид:

$$H_{y\rho} = \left(\frac{\rho_w}{\lambda_0} \right)^{\rho+1/2} H_0 \begin{cases} \frac{2^{\rho+1} \sqrt{2} \pi^{\rho+1}}{\rho!}, & \rho = n \\ \frac{2^{\rho+1} \sqrt{2} \pi^{\rho+1/2}}{(\rho - 1/2)!}, & \rho = n + 1/2 \end{cases} \quad (43)$$

Здесь n — целые положительные числа и др. Как видим, численный коэффициент в уравнении (43) не имеет универсальной формы. Разбросы численного коэффициента относительно прямой линии невелики (рис.8,а), поэтому можно пред-



Р и с 8 Графические зависимости для функций, входящих в формулу высоты запаса при различных ρ_w / λ_0 (цифры у кривых)

ложить следующую обобщенную формулу для запаса при любых $\rho > 0$ (в диапазоне 0,5 — 4)

$$H_{y\rho} = \Psi(\rho) \left(\frac{\rho_w}{\lambda_0} \right)^{\rho+1/2}, \quad (44)$$

№ п/п	Номер трубки	$l_{ш}/\lambda_0$	H_y/H_0			
			$p = 0$	$p = 1/2$	$p = 1$	$p = 2$
Полуостров Камчатка						
1	2	0,28	4,7	3,52	8,27	7,28
2	3	0,26	4,53	3,27	7,4	6,05
3	7	0,19	3,87	2,39	4,62	2,76
4	8	0,18	3,76	2,26	4,26	2,41
5	9	0,2	3,97	2,51	4,99	3,14
6	11	0,18	3,76	2,26	4,26	2,41
Острова Шумшу, Парамушир						
7	77	0,2	3,97	2,51	4,99	3,14
8	78	0,17	3,66	2,14	3,91	2,09
9	79	0,17	3,66	2,14	3,91	2,09
10	83	0,16	2,55	2,01	3,57	1,79
11	84	0,16	2,55	2,01	3,57	1,79
12	85	0,16	2,55	2,01	3,57	1,79
13	89	0,17	3,66	2,14	3,91	2,09
Остров Магуа						
14	113	0,2	3,97	2,51	4,99	3,14
Остров Шнашкоган						
15	103	0,21	4,07	2,64	5,37	3,54
16	104	0,21	4,07	2,64	5,37	3,54
Остров Расшуа						
17	116	0,22	3,98	2,64	3,74	2,76

где коэффициент $\Psi(\rho)$ получен с помощью регрессионных соотношений в виде

$$\rho \Psi = 0,5 + 1,2\rho. \quad (45)$$

Изменение величины $(\rho_{ш}/\lambda_0)^{\rho+1/2}$ для различных соотношений $\rho_{ш}/\lambda_0$ в зависимости от ρ также показано на рис.8,б.

Сравнение зависимостей величин заплеска, приведенных на рис.7 для случаев $\rho = 1/2, 1$ и 2 , с зависимостью для $\rho = 0$ (т.е. в случае одномерного распространения) показывает, что величина заплеска может существенно меняться в зависимости от геометрий заливов и бухт. Для конкретного решения вопроса о важности учета геометрии берега необходимы крупномасштабные карты побережья. Ввиду отсутствия таких карт в нашем распоряжении, ограничимся здесь оценками величины заплеска для некоторых районов Курило-Камчатской зоны, рассчитывая заплеск одновременно по формулам (32'), (33), (34), (42). Параметры расчетов такие же, как и в схеме цунамирайонирования побережья Курило-Камчатской зоны [80]. Результаты расчетов сведены в таблицу, из которой видно, что учет геометрии канала дает значения вертикального заплеска, в 1,5 раза отличающиеся от заплеска в канале постоянной ширины. Таким образом, одномерные расчеты позволяют получать усредненные данные о заплеске, необходимые для оценок, в то время как для микроцунамирайонирования учет конкретных особенностей берегового рельефа является принципиальным.

НЕПРЕРЫВНЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ И ПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ

И.К. Гогодзе, Ю.И. Попов, В.В. Хуцишвили

В нижеприведенной статье получены некоторые частные решения уравнений мелкой воды. Расположить набором точных решений можно по двум причинам. Во-первых, появляется возможность лучше увидеть отдельные детали рассматриваемых процессов, реально опутить рамки применимости той или иной модификации теории мелкой воды. Во-вторых, при разнообразии численных методов, предложенных различными авторами для решения уравнений мелкой воды, и дефиците тестовых задач для проверки качества вычислительных схем роль простых аналитических решений резко возрастает.

1. Первые рассматриваемые нами автомодельные решения можно условно назвать решениями задач о накате на откос и стекании с откоса волны при наличии донного трения. Соответствующие уравнения имеют вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(pv)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = \alpha - f_{\text{тр}}, \quad f_{\text{тр}} = \left[C_{\text{тр}} \frac{v|v|}{p} \right],$$

где плотность воды и ускорение силы тяжести за счет выбора единиц измерения равны единице, p — глубина воды, v — скорость, α — уклон дна, $C_{\text{тр}}$ — коэффициент трения.

Введем автомодельную переменную $\xi = x - Dt$ ($D = \text{const}$) и предположим, что неизвестные функции зависят только от ξ . Тогда $\partial/\partial t = -D(d/d\xi)$, $\partial/\partial x = d/d\xi$. Уравнение неразрывности дает первый интеграл

$$p [v - D] = \text{const} \tag{1}$$

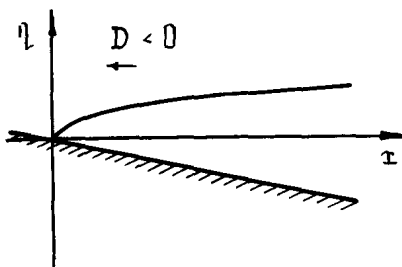


Рис. 1

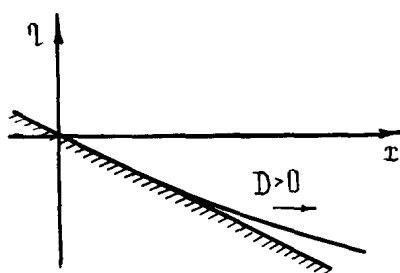


Рис. 2

Так как $\rho = 0$ на подвижной левой границе (рис. 1, 2), из выражения (1) находим условие $v = D$. Относительно ρ получим автомодельное уравнение

$$\frac{d\rho}{d\xi} = \alpha \pm \frac{\beta}{\rho}, \quad \beta = \zeta_{\text{тр}} D^2$$

Знак плюс в уравнении соответствует накату на откос ($D < 0$), а минус — стеканию с откоса ($D > 0$).

В первом случае, учитывая условие $\rho(0) = 0$ (считаем, что левая граница в начальный момент находится в начале координат), можно выписать решение автомодельного уравнения:

$$\xi = \frac{1}{\alpha} \left[\rho - \frac{\beta}{\alpha} \ln \left(1 + \frac{\alpha}{\beta} \rho \right) \right] \quad (2)$$

Во втором случае решения не существует, так как при $\xi = 0$ имеем $\rho = 0$, $d\rho/d\xi < 0$, т.е. глубина должна стать отрицательной, что не имеет физического смысла.

Этот математический факт является следствием неаккуратного моделирования трения при малых глубинах. Детальный анализ показывает, что при $\rho < \rho_{\text{min}}$, где ρ_{min} — характерный размер неровностей дна формулу для трения следует уточнить

$$f_{\text{тр}} = \zeta_{\text{тр}} \frac{v |v|}{\rho_{\text{min}}}$$

Автомодельное уравнение при этом примет вид

$$\frac{d\rho}{d\xi} = \begin{cases} \alpha \pm \frac{\beta}{\rho}, & \rho \geq \rho_{\text{min}}, \\ \alpha \pm \frac{\beta}{\rho_{\text{min}}}, & \rho < \rho_{\text{min}}, \end{cases}$$

а его решение находится в следующей форме:

$$v_0 = \begin{cases} \frac{\rho_{\min}}{\alpha \rho_{\min} \pm \beta} \rho, & \rho \leq \rho_{\min} \\ \frac{\rho^2}{\alpha \rho_{\min} \pm \beta} + \frac{1}{\alpha} \left(\rho - \rho_{\min} \mp \frac{\beta}{\alpha} \ln \frac{\alpha \rho \pm \beta}{\alpha \rho_{\min} \pm \beta} \right), & \rho > \rho_{\min}. \end{cases} \quad (3)$$

Решение задачи о стекании с откоса теперь существует, но не всегда, а при выполнении условия

$$D < \left(\frac{\alpha \rho_{\min}}{C_{\text{тр}}} \right)^{1/2}$$

При бóльших скоростях сила трения как бы "отрывает хвост" от основной стекающей массы воды.

Легко убедиться, что на больших глубинах возвышение свободной поверхности $\eta = -\alpha \xi + \rho$ имеет незначительный наклон. На рис. 1 и 2 изображены профили бегущих волн при накате и стекании в начальный момент. С течением времени они распространяются со скоростью D , сохраняя свою первоначальную форму.

Рассмотренные автомодельные решения наглядно демонстрируют эффекты, связанные с трением. По крайней мере, теперь очевидна необходимость уточненного моделирования трения при исследовании фазы отката волны цунами, когда происходит растекание тонкой водяной пленки.

Полученные решения являются, кроме того, строгими тестами при проверке качества численного моделирования движения левой границы. При тестировании правую границу можно выбрать произвольно. На ней задается простое граничное условие $v = D$. Начальные скорости также равны D , а начальное распределение глубин получается заменой ξ на x в формулах (2) или (3).

2. Следующую группу автомодельных решений назовем решениями задачи о бегущей волне, вызванной подвижкой дна. Будем рассматривать глубины, при которых донным трением можно пренебречь. Выпишем соответствующие уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

где $F(x, t)$ — функция, описывающая рельеф дна.

Переходя к автомодельной переменной $\xi = x - Dt$, получим

$$(-D+v)\frac{dp}{d\xi} + p\frac{dv}{d\xi} = 0, \quad (-D+v)\frac{dv}{d\xi} + \frac{d\eta}{d\xi} = 0,$$

где $\eta = F + p$ – возвышение свободной поверхности. Автомодельные уравнения легко интегрируются:

$$p(v-D) = A, \quad \eta = -\frac{1}{2}(v-D)^2 + B$$

В полученной системе число неизвестных больше числа уравнений на единицу. Задав одну из неизвестных функций, можно найти остальные. Задаваясь, например, глубиной $p = p(\xi)$, получим следующие формулы для скорости, возвышения свободной поверхности и линии дна:

$$v = D + \frac{A}{p}, \quad \eta = -\frac{A^2}{2p^2} + B, \quad F = -\frac{A^2}{2p^2} + B - p \quad (5)$$

Приведем несколько конкретных примеров, где нетривиальные решения (5) сшиваются с тривиальными – константами.

Пример 2.1 (рис.3): $p = -1/\xi$, $A=1$, $B=0$, $D=-1$

$$v = -\xi - 1, \quad \eta = -\frac{1}{2}\xi^2, \quad F = -\frac{1}{2}\xi^2 + \frac{1}{\xi}.$$

Пример 2.2 (рис.4): $p = \xi^{1/2}$, $A = \sqrt{2}$, $B = 0,5 + \sqrt{2}$, $D = -1$

$$v = \left(\frac{2}{\xi}\right)^{1/2} - 1, \quad \eta = -\frac{1}{\xi} + 0,5 + \sqrt{2}, \quad F = -\frac{1}{\xi} - \xi^{-1/2} + 0,5 + \sqrt{2}$$

Пример 2.3 (рис.5): $p = \sin \xi$, $A=1$, $B=0$, $D=-1$

$$v = \frac{1}{\sin \xi} - 1, \quad \eta = -\frac{1}{2 \sin^2 \xi}, \quad F = -\frac{1}{2 \sin^2 \xi} - \sin \xi$$

Пример 2.4. (рис.6): $p = \xi^{-1/2}$, $A=1$, $B=0$, $D=-1$

$$v = \xi^{1/2} - 1, \quad \eta = -\frac{1}{2}\xi, \quad F = -\frac{1}{2}\xi - \xi^{-1/2}$$

На рис. 3–6 стрелками обозначены скорости течения и направления перемещения подвижки дна.

В примерах 2.1 и 2.2 подвижка как бы тормозит течение до полной остановки; при этом уровень воды повышается.

В примере 2.3 параметры течения сохраняют свои значения за движущимся бугром. Максимальный уровень достигается в точке наибольшего поднятия дна, скорость воды в этой точке равна нулю.

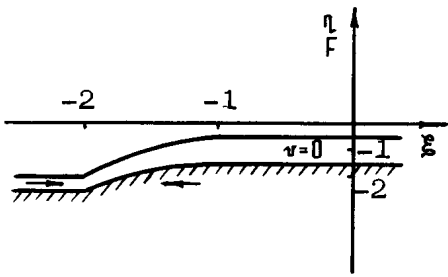


Рис 3

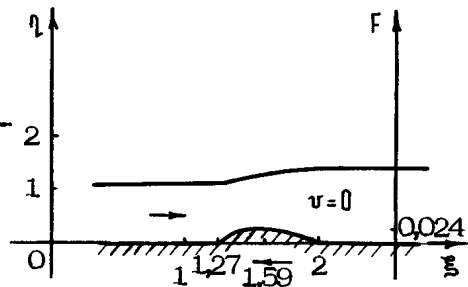


Рис 4

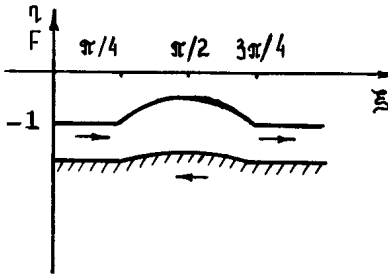


Рис 5

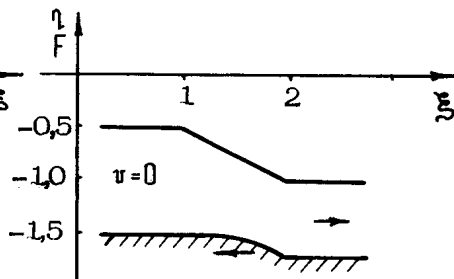


Рис 6

В примере 2.4 понижение дна распространяется в неподвижную воду. После его прохождения возникает равномерный поток меньшей глубины. Уровень воды на переходном участке меняется линейно.

Анализ решений задачи о бегущей волне, вызванной подвижкой дна, может быть полезен при исследовании генерации волн цунами землетрясением.

3. Рассмотрим теперь решения (4), зависящие от автомодельной переменной $\chi = x/t$. Для нахождения таких решений предположим, что $F(x,t)$ удовлетворяет уравнению переноса

$$\partial F / \partial t + a \partial F / \partial \chi = a,$$

где скорость переноса a будем считать зависящей некоторым образом от параметров течения.

Учитывая выражения для производных $\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\chi}{t} \frac{d}{d\chi}$, $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\chi}$, запишем систему автомодельных уравнений

$$\begin{cases} (v-z) \frac{d\rho}{dz} + \rho \frac{dv}{dz} + 0 \frac{dF}{dz} = 0, \\ 1 \frac{d\rho}{dz} + (v-z) \frac{dv}{dz} + 1 \frac{dF}{dz} = 0, \\ 0 \frac{d\rho}{dz} + 0 \frac{dv}{dz} + (a-z) \frac{dF}{dz} = 0 \end{cases}$$

Детерминант системы равен

$$\Delta = (a-z) \left[(v-z)^2 - p \right]$$

При $\Delta \neq 0$ будем иметь тривиальные решения-константы.

Для существования нетривиальных решений необходимо условие $\Delta = 0$.

Если $(v-z)^2 - p = 0$, то

$$F = \text{const}, \quad v = \frac{2}{3}z + C, \quad p = \left(C - \frac{1}{3}z \right)^2,$$

где C - произвольная константа. При $C = -\frac{2}{3}\sqrt{H}$, $F = 0$ получим решение задачи о разрушении плотины. (Она заключается в следующем: покоящаяся вода глубиной H занимает пространство правее плотины; в начальный момент времени плотина убирается; требуется исследовать возникающее течение; см., например, [98]). При других значениях констант нетривиальное решение (6) сшивается с постоянными решениями: справа - с ненулевой скоростью, слева - с ненулевой глубиной.

Другой случай существования нетривиальных решений определяется равенством $a = z$. Конкретизируя зависимость функции от параметров течения, можно получать разнообразные автомодельные решения. Ограничимся двумя простыми примерами.

Пример 3.1. $a = p$

В этом случае $p = z$, уравнение для v примет вид $z \frac{dv}{dz} = z - v$, одним из решений которого является функция $v = 2^{-1}z$. Для η имеем уравнение $\frac{d\eta}{dz} = \frac{1}{4}z$, откуда $\eta = \frac{1}{8}z^2$, $F = \frac{1}{8}z^2 - z$. Построим полученное решение на интервале $0 < z < 8$, продолжая его вне указанного интервала постоянными (рис.7). Стрелки на рисунке дают представление о направлении и величине скорости воды. На рис.8 изображена начальная ситуация. В начальный момент времени плотина убирается, а в точке $t=0$ образуется разлом глубиной 2 единицы симметричной параболической формы, правый конец которого с течением времени продвигается вправо с единичной скоростью, а левый остается на месте.

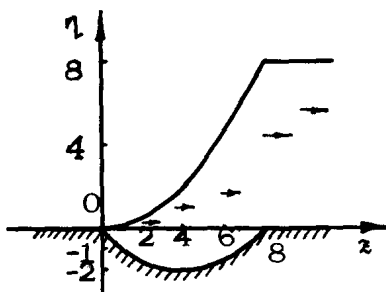


Рис. 7

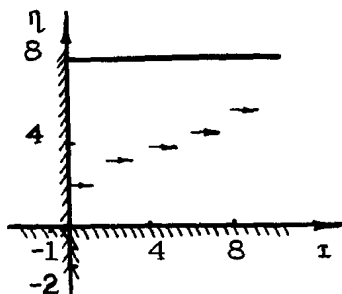


Рис. 8

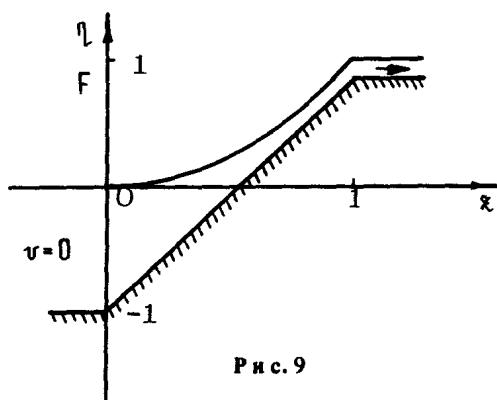


Рис. 9

Пример 3.2: $a = \frac{1}{2} v$.

Выпишем решение для этого случая:

$$\rho = \exp(-2x), \quad v = 2x, \quad \eta = x^2, \quad F = x^2 - \exp(-2x)$$

Оно представлено на рис.9.

Рассмотренные задачи с автомодельностью типа $x = x/t$ являются обобщениями задачи о разрушении плотины на случай подвижного дна.

4. Вернемся к уравнениям мелкой воды при постоянном уклоне неподвижного дна и отсутствии трения:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\alpha x + \eta)v] = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

Кэрриер и Гринспен применили для решения (7) преобразование Лежандра зависимых и независимых переменных, описанное ими в работе [113]:

$$v = -\frac{\sqrt{\alpha l}}{\epsilon} \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon}, \quad \eta = \alpha l \left[\frac{1}{4} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{1}{2\epsilon^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} \right)^2 \right],$$

$$t = \sqrt{\frac{l}{\alpha}} \left(\frac{\lambda}{2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} \right), \quad x = l \left[\frac{\epsilon^2}{16} - \frac{1}{4} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{1}{2\epsilon^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} \right)^2 \right],$$

где l — произвольная константа. В результате преобразования уравнения (7) сводятся к линейному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \epsilon^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \Phi}{\partial \epsilon} = 0$$

Частным решением этого уравнения является

$$\Phi(\epsilon, \lambda) = A J_0(\epsilon) \cos \lambda,$$

где A — произвольная константа, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Задаваясь амплитудой волны H и ее длиной l на достаточно большой глубине h и учитывая асимптотику решения при больших ϵ , можно однозначно определить константы l и A :

$$l = \frac{\alpha L^2}{\pi^2 h}, \quad A = \frac{8\sqrt{2} \pi^3 H h^{3/2}}{(\alpha L)^{5/2}}$$

Преобразование (8) является невырожденным при условии $A \ll 1$. Иными словами, волны не опрокидываются при накате на откос, если уклон дна достаточно велик.

В течение долгого времени вышеприведенные результаты работы [113] использовались слабо, ввиду неявной формы решения (см., например, [142]). Однако из этих результатов можно извлечь информацию с важной для практики характеристике-максимальном заплеске. В работе [62] получено следующее выражение для вертикального заплеска:

$$Y = 2\pi H \sqrt{2h/\alpha L}$$

С учетом формулы (11) в работах [9,80] разработана схема дунамирайонирования Курило-Камчатского побережья.

В данной работе предложен простой численный метод, использующий результаты [113] и позволяющий рассчитывать волновое поле необрушивающихся длинных монохроматических волн в любой момент времени и в любой точке пространства, в том числе вблизи берега.

Исходными для нас являются уравнения мелкой воды в лагранжевых массовых координатах [12]:

$$\frac{\partial x}{\partial s} = \frac{1}{\rho}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial(\rho^2)}{\partial s} = \alpha, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = v,$$

где s — лагранжева массовая переменная (см., например,

[85]; там же и в [126] обсуждаются преимущества лагранже-
ва описания газо-и гидродинамических течений). Используя
решение (9) в преобразованиях Лежандра, можно получить
следующие соотношения:

$$\left\{ \begin{array}{l} v = A \sqrt{\alpha p} \frac{J_1}{\epsilon} \cos \lambda, \quad \eta = -\frac{\alpha p}{4} A \left[J_0 \sin \lambda + 2A \left(\frac{J_1}{\epsilon} \right)^2 \cos^2 \lambda \right], \\ t = \sqrt{\frac{p}{\alpha}} \left(\frac{\lambda}{2} + A \frac{J_1}{\epsilon} \cos \lambda \right), \quad s = \frac{\alpha p^2}{64} \epsilon^2 \left(\frac{\epsilon^2}{8} - A J_2 \sin \lambda \right), \\ p = \frac{\alpha p}{16} \epsilon^2, \quad x = \frac{p}{16} \left[\epsilon^2 + 4A J_0 \sin \lambda + 8A^2 \left(\frac{J_1}{\epsilon} \right)^2 \cos^2 \lambda \right] \end{array} \right. \quad (12)$$

С учетом асимптотики функций Бесселя при больших ϵ
получаем

$$t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{p}{\alpha}} \lambda, \quad s = \frac{\alpha p^2}{512} \epsilon^4, \quad (13)$$

откуда виден физический смысл переменных ϵ и λ

Опишем метод расчета волн с заданными параметрами
 H , L , h . Вначале по формулам (10) определяются кон-
станты p и A , затем проверяется условие необрушения
 $A < 1$. Далее, очевидно, задача сводится к решению системы
из двух алгебраических уравнений относительно ϵ и λ

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1(\epsilon, \lambda, s) \equiv \frac{\alpha p^2}{64} \left(\frac{\epsilon^4}{8} - A \epsilon^2 J_2 \sin \lambda \right) - s = 0, \\ f_2(\epsilon, \lambda, t) \equiv \sqrt{\frac{p}{\alpha}} \left(\frac{\lambda}{2} + A \frac{J_1}{\epsilon} \cos \lambda \right) - t = 0 \end{array} \right. \quad (14)$$

для каждой заданной пары (s, t) . Система (14) решается
методом Ньютона. Если $s = s^*$, где s^* велико, то началь-
ное приближение находится по формулам (13):

$$\lambda = 2 \sqrt{\frac{\alpha}{p}} t, \quad \epsilon = 4 \sqrt[4]{\frac{2s^*}{\alpha p^2}}$$

Если же $s = s_*$, где s_* мало, то решается последователь-
ность систем (14) с пошаговым уменьшением параметра s
от s^* до s_* , причем в качестве начального приближения
на каждом шаге берется пара (ϵ, λ) , найденная на преды-
дущем шаге.

Конкретные расчеты показали надежность, точность и экономичность предложенного метода. На рис. 10 и 11 изображены профили поверхности воды в начальный момент времени и в моменты, когда скорость границы воды равна нулю. Рис.10 соответствует волне высотой $H=1\text{м}$ и длиной $L=400\text{м}$ на глубине $h=32\text{м}$ ($A=0,64$). Рис.11 соответствует волне с параметрами $H=1,5\text{м}$, $L=400\text{м}$, $h=32\text{м}$ ($A=0,96$). Уклон дна α в обоих случаях равен $0,25$.

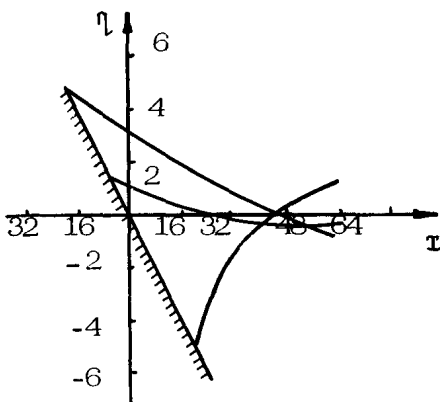


Рис 10

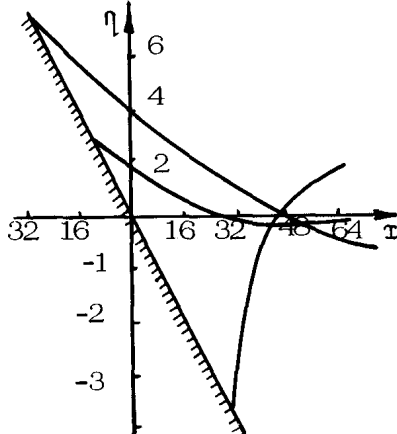


Рис 11

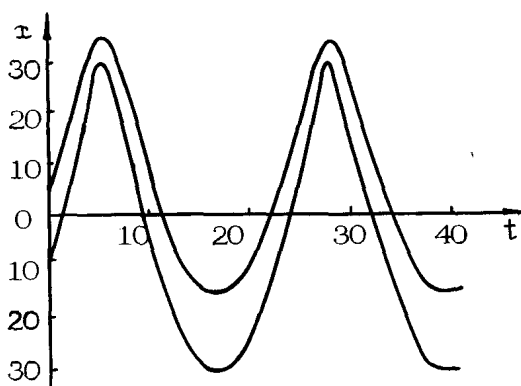


Рис 12

На рис.12 для второго варианта ($H=1,5\text{м}$) изображены зависимости пространственной координаты x от времени для граничной точки (нижняя кривая) и для точки с массовой координатой $z=1793\text{ кг/м}$ (верхняя кривая). Отметим, что численные значения для максимальных вертикальных заплес-

ков (5,02м и 7,53м соответственно) совпадают со значениями, полученными по теоретической формуле (11).

Анализ якобиана преобразования (12) показывает, что в случае обрушения волн ($A > 1$) описанный метод расчета можно применять до места обрушения, определяемого величиной σ_A - решением уравнения

$$\frac{\sigma}{2(J_1^2 + J_2^2)^{1/2}} = A$$

Приведенное решение наиболее сложно из всех рассмотренных нами непрерывных решений уравнений мелкой воды. Одновременно оно представляется нам физически наиболее содержательным, ввиду естественности граничных режимов - нулевого на глубину слева и периодического на возвышение свободной поверхности справа. Это решение чрезвычайно полезно при исследовании набегания на откос необрушивающихся периодических волн цунами и тестировании численных схем

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКАТА ЦУНАМИ В РАМКАХ ТЕОРИИ МЕЛКОЙ ВОДЫ

М. С. Сладкевич

Трансформация волны в прибрежной зоне может привести к обрушению волны. Описывать накат обрушенных волн в рамках модели мелкой воды удается за счет дивергентной записи уравнений в форме законов сохранения массы и количества движения. При этом очень важно определить область применимости уравнений мелкой воды. Как известно, применение этих уравнений для описания течений с гидравлическими прыжками и движущимися разрывами (обрушенными волнами) равносильно введению минимального пространственного масштаба. В нашем случае минимальным масштабом является длина гидравлического прыжка. В работе [52] с учетом данных о длине гидравлического прыжка получено условие для минимального характерного размера потока

$$L_{\min} > (5 - 10) H_{\max}, \quad (1)$$

где H_{\max} — максимальная характерная глубина.

Условие (1) позволяет получить оценку минимальной длины волны при исследовании наката на откос по уравнениям мелкой воды [87]

$$\ell/\lambda < K/\operatorname{tg} \alpha, \quad (2)$$

где $K = 0,1 \div 0,2$; ℓ — длина откоса; λ — длина волны; α — угол наклона откоса к горизонту.

Условия (1), (2) согласуются с оценками области применимости длинноволновых приближений, полученными в [83] из анализа дисперсионного соотношения дисперсионных

уравнений рассматриваемой модели с точным дисперсионным соотношением линейной теории волн.

Другое ограничение в рамках нелинейных уравнений мелкой воды связано с "градиентной катастрофой" и образованием разрыва свободной поверхности (обрушения волны). Это происходит при пересечении характеристик одного семейства, поэтому характерный горизонтальный размер не должен превышать длины обрушения. Для оценки момента обрушения волны будем считать, что обрушение наступает, когда характеристика с гребня волны догонит характеристику с фронта. Тогда получим

$$\ell/\lambda < \frac{1}{6} \left(\sqrt{1+h/d} - 1 \right)^{-1}, \quad (3)$$

где h — высота волны; d — глубина воды в акватории. Наконец, модель мелкой воды может применяться при $U_1 \gg 1$, где $U_1 = (h/d)/(d/\lambda)^2$ — параметр Урселла. Это неравенство приводит к еще одному ограничению на начальные параметры при моделировании наката в рамках теории мелкой воды:

$$\ell/\lambda \ll \sqrt{h/d} / \operatorname{tg} \alpha \quad (4)$$

Отметим, что при $h/d > 0,04$ из неравенства (2) следует, что

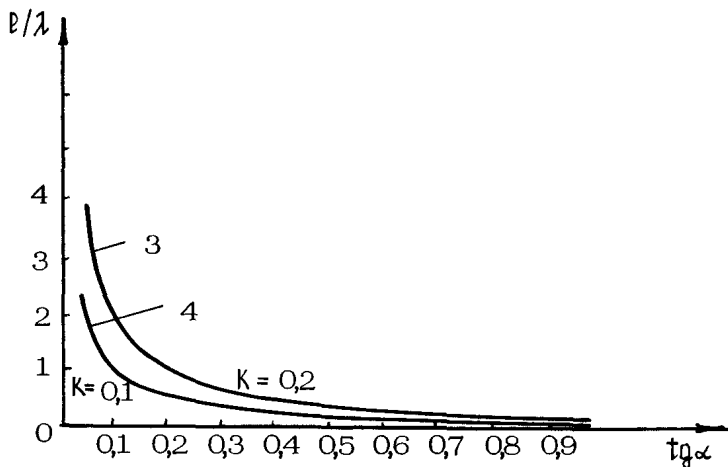
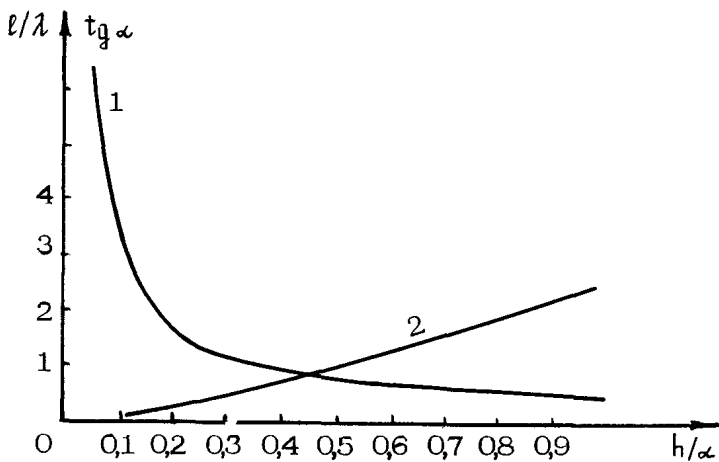
$$\ell/\lambda < \sqrt{h/d} / \operatorname{tg} \alpha$$

Моделирование наката должно проводиться с учетом условий (2) — (4). Для выбора параметров ℓ/λ и $\operatorname{tg} \alpha$ можно воспользоваться номограммами, приведенными на рис. 1 (цифрой 1 обозначена зависимость $\ell/\lambda = 6^{-1} (\sqrt{1+h/d} - 1)^{-1}$;

2 — $\operatorname{tg} \alpha = 6 \sqrt{h/d} (\sqrt{1+h/d} - 1)$; 3, 4 — $\ell/\lambda = \kappa / \operatorname{tg} \alpha$)
 Зависимость 2 получена при $U_1 = 1$ и ограничивает область значений $\operatorname{tg} \alpha$, для которых при заданном h/d $U_1 > 1$. Задав один из параметров, например $h/d = 0,3$, можно по кривой 1 оценить максимально допустимое $\ell/\lambda = 1,2$, а по кривой 3 — наибольшее значение $\operatorname{tg} \alpha = 0,175$.

Моделирование в рамках модели мелкой воды требует равенства следующих безразмерных параметров, вытекающих непосредственно из уравнений (критериев Струхалея, Фруда и коэффициента трения)

$$\tau^0 / \tau^0 u^0, \quad \sqrt{gh^0} / u^0, \quad \tau^0 / h^0 = \text{idem}, \quad (5)$$



Р и с 1. Номограмма для оценки области применения модели мелкой воды

где x^0 , t^0 , u^0 , h^0 – соответственно масштабы длины, времени, скорости и глубины; f – коэффициент гидравлического трения.

Моделирование по начальным условиям приводит к соотношениям

$$h/h^0; \lambda/x^0 \text{ (либо } T/t^0) = \text{idem}, \quad (6)$$

где T – характерное время волнового возмущения; $\lambda = [g(d+h)]^{1/2} (T/2)$ – длина волны. В качестве линейного и

временного масштабов удобно выбрать высоту волны h и длительность возмущения T . В этом случае условия (6) выполняются тождественно. Тогда из уравнения (5) при $t^0 = T$; $h^0 = h$; $x^0 = h / \text{tg } \alpha$; $u^0 = \sqrt{gh}$ получим только два параметра подобия:

$$h/gT^2 \text{tg}^2 \alpha; \quad f/\text{tg} \alpha = \text{idem}, \quad (7)$$

необходимых для моделирования наката волн в рамках уравнений мелкой воды. Эти параметры обсуждались в первой статье сборника.

Если в первом условии (7) длительность возмущения выразить как $T = 2\lambda \sqrt{g(d+h)}$, то это условие примет вид

$$h/d (1 + h/d) (\lambda/\lambda)^2 = \text{idem} \quad (8)$$

При рассмотрении наката удлиненной волны с учетом выражения для эффективной длины волны

$$\lambda_{\text{эф}}/d = K_1 \sqrt{(1+h/d)/(3h/d)}, \quad (9)$$

где K_1 — коэффициент, зависящий от метода определения $\lambda_{\text{эф}}$ (например, при определении $\lambda_{\text{эф}}$ как отрезка, на котором сосредоточено 99,5% энергии волны, получим $K_1 \approx 7$), из первого условия (7) найдем

$$(h/d) / \text{tg} \alpha = \text{idem} \quad (10)$$

Отражение по уклону откоса (α) в этом случае принимает вид

$$\text{tg} \alpha > b \left(\sqrt{1+h/d} - 1 \right) / K_1 \sqrt{(1+h/d)/(3h/d)} \quad (11)$$

Коэффициенты гидравлического трения часто задают по формуле Маннинга $f = 2g n^2 / h^{1/3}$, где n — коэффициент шероховатости. Поэтому из второго условия в выражении (7) следует

$$n^2 / h^{1/3} \text{tg} \alpha = \text{idem} \quad (12)$$

Основные трудности, возникающие при численном моделировании наката волны, заключается в необходимости решать уравнения в нефиксированной области, граница которой (подвижный урез воды) является искомым решением. Наиболее простым и универсальным, особенно для плановых задач, является метод решения без выделения уреза, использованный в работах [28, 54]. В этом случае на берегу задается тонкая пленка воды, удерживаемая от стекания повышенной шероховатостью. На берегу, на расстоянии, заведомо превышающем

возможный заплеск, ставятся условия непротекания. Недостатком описанного метода расчета является относительно низкая точность определения границы затопления. Для выделения уреза используются различные методы. В работе [96] расчеты проводились в подвижной сетке, а на границе ставились условия

$$H = 0, \quad \partial L / \partial t = u(t), \quad (13)$$

где H — глубина потока; L — координата подвижного уреза; t — время; u — скорость жидкости.

По мере наката волны расчетный шаг сетки увеличивался. Для поддержания примерно постоянного шага использовалась подпрограмма размножения точек, которая по мере расширения расчетной области добавляла точки на оси x . Заранее задавалось предельное значение шага δ , и, как только выполнялось неравенство $\Delta x > \delta$ (где Δx — шаг разностной сетки), к расчетным точкам добавлялась еще одна. Значение функции в новых точках определялось интерполяцией по прежним значениям. Авторы работы [53] использовали преобразование координат

$$\tilde{t} = t, \quad \tilde{x} = x / L(t), \quad (14)$$

которое сводит неизвестную область изменения продольной координаты к известной $0 \leq \tilde{x} \leq 1$. Для определения координаты уреза использовалось уравнение

$$u [L(t), t] = \partial L / \partial t \quad (15)$$

В работе [64] сделано преобразование координат

$$\tilde{x} = x + \tilde{h} \cos \alpha, \quad \tilde{h} = h / \sin \alpha, \quad (16)$$

где h — высота волны; α — угол наклона откоса к горизонту.

Возвышение свободной поверхности в новых координатах \tilde{h} отсчитывается вдоль линии, и как и прежде под тем же углом α к горизонту, что и берет. Область течения остается все время постоянной, так как все точки на береговом склоне имеют одну и ту же координату. На берегу ставятся условия непротекания:

$$\tilde{u} = 0; \quad \partial \tilde{h} / \partial x = 0 \quad (17)$$

В первых работах [56, 87] использовался метод выделения уреза только в неподвижных координатах. Для этого расчеты

параметров потока на последующем временном шаге проводились только в области, в которой для расчета используются узлы сетки на предыдущем временном шаге, находящиеся внутри области, занятой водой. В остальной части расчетной области, вблизи границы, делается преобразование координат, фиксирующее границу течения:

$$\tilde{t} = t, \quad \tilde{x} = [x - L_1(t)] / [L_2(t) - L_1(t)], \quad (18)$$

где $L_2(t)$ - граница области течения (координата уреза воды); $L_1(t)$ - граница преобразованной области, постоянная в пределах шага интегрирования, но дискретно изменяющаяся от шага к шагу.

В новых координатах система уравнений движения в дивергентном виде, записанная аналогично работе [68] с учетом соотношений, вытекающих из выражений (18) и условия на шаге интегрирования $\partial L_1 / \partial t = 0$, принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left\{ H [L_2(t) - L_1(t)] \right\} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(u H - H \tilde{x} \frac{\partial L_2}{\partial t} \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left\{ u H [L_2(t) - L_1(t)] \right\} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(u^2 H + 0,5 g H^2 - u H \tilde{x} \frac{\partial L_2}{\partial t} \right) - \\ - g H \frac{\partial d}{\partial \tilde{x}} + [L_2(t) - L_1(t)] f u \frac{|u|}{2} = 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где $H = d + h$.

В новой системе координат положение последнего узла x_j , находящегося в потоке на временном слое m , определяется из выражений (18):

$$\tilde{x}_j^m = (x_j^m - L_1^m) / (L_2^m - L_1^m) \quad (20)$$

В остальном разбиение плоскости (\tilde{x}, \tilde{t}) такое же, как и (x, t) .

Авторы работ [146, 147] использовали аналитическую формулу, определяющую форму головной части потока, распространяющегося по сухому дну, и получили выражение для расстояния от последней расходной точки j , расположенной позади последней глубинной точки, до уреза. В первом приближении эта формула имеет вид

$$L_j = 0,5 g H_j^2 / f_j v_j^2, \quad (21)$$

где H_j — глубина в последней расходной точке; v_j — скорость фронта.

Наибольшая трудность в выделении уреза возникает при решении плановой задачи наката. В настоящее время еще мало работ, посвященных численному моделированию наката цунами по плановым уравнениям мелкой воды. В работе [55] расчеты проводились в подвижных координатах

$$\tilde{t} = t, \quad \tilde{x} = x; \quad \tilde{y} = y/L(t, x), \quad (22)$$

где y — координата, направленная в сторону берега, L — координата линии уреза воды, которая предполагается однозначной и непрерывной функцией x и t .

Двумерные расчеты проводились и в работах [146, 147], где использовался метод выделения уреза (21). В наших расчетах [54] применялся метод сквозного счета, который позволил, в отличие от других описанных выше методов, проводить расчеты наката на берег со сложной топографией, при которой образуется многосвязная расчетная область.

Важным вопросом, возникающим при моделировании наката с выделением уреза, является постановка граничных условий на подвижном урезе. Согласно рекомендации книги [18], на подвижном урезе необходимо ставить условия

$$H(L(t), t) = 0, \quad u(L(t), t) = \partial L / \partial t \quad (23)$$

в случае, если хотя бы одна характеристика попадает на границу, т.е.

$$\partial L / \partial t < u + \sqrt{gh} \quad (24)$$

Если же одна из характеристик на границу не проходит, т.е. условие (24) не выполняется, то на границе следует принимать условие свободного движения уреза:

$$\partial u / \partial t = -g \partial x / \partial x, \quad (25)$$

где x — отметка поверхности откоса.

Численное моделирование наката цунами на берег в рамках теории мелкой воды проводилось в работах [4, 5, 8, 18, 19, 28, 53, 55, 64, 73, 88, 146, 147] и др., но условия моделирования наката не анализировались. Расчеты проводились либо с целью демонстрации возможностей предлагаемого численного метода, либо для выявления количественных связей между отдельными параметрами, характеризующими накат. Достаточно подробный расчет наката уединенной волны на откос

был проведен в работах [4,53]. Получены параметры, характеризующие накат в зависимости от нелинейности h/d и коэффициента шероховатости дна. Однако в работе [4] было значительно нарушено условие (3), чем, по-видимому, и можно объяснить заниженные результаты расчетов глубины на урезе и заплеска волны.

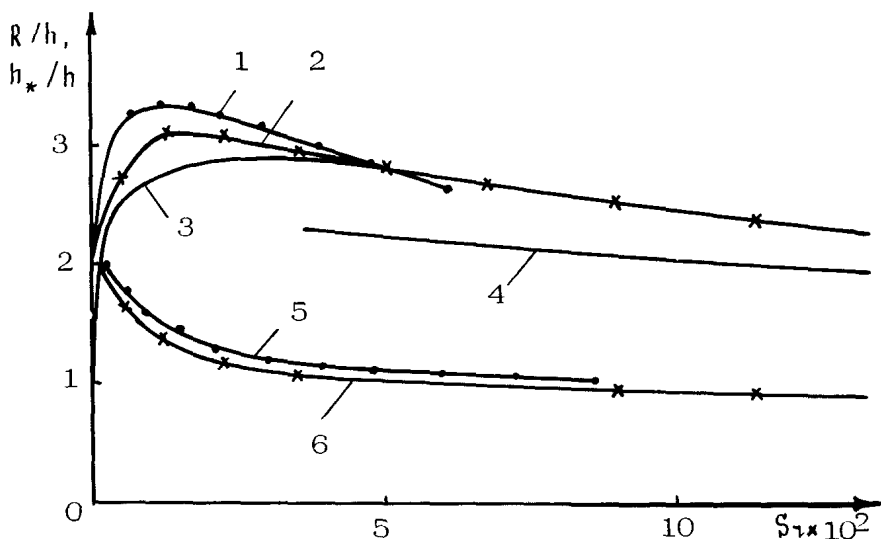
В работах [73,87] приведены результаты массовых численных расчетов наката длиной волны на откос, удовлетворительно совпавшие с известными экспериментальными данными. Однако обработка и анализ полученных результатов не опирались на безразмерные критерии подобия, вытекающие из исходных уравнений.

Ниже приведены результаты численного моделирования наката длиной волны на откос в рамках модели мелкой воды при

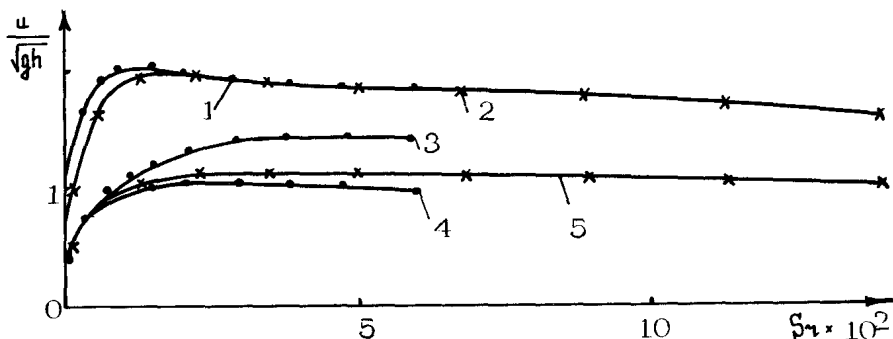
$$\frac{n^2}{\operatorname{tg} \alpha h^{1/3}} = (0,84-1,06) 10^{-3}.$$

Рассматривалась зависимость параметров наката от критерия Струхаля $Sr = 0,25(h/d)(1+h/d)(l/\lambda)^2$. Использовалась явно-неявная конечно-разностная схема первого порядка, описанная в работах [56,87] (аппроксимация члена давления была неявной). Подвижный урез не выделялся. Расчеты проводились для волны в форме положительной части синусоиды при $h/d=0,2$ и $0,4$. Диапазон изменения длины волны и уклона откоса определялся заданным интервалом изменения относительно уклона $l/\lambda=0 \div 1,1$. Большинство расчетов было проведено при $\operatorname{tg} \alpha=0,3$. Для $\operatorname{tg} \alpha=0,3$ из условия (2) получаем ограничение на относительный уклон откоса $l/\lambda < 0,7$, т.е. выходим за допустимый предел.

Условие (3) для $h/d=0,2$ и $0,4$ дает соответственно $l/\lambda < 1,75$ и $l/\lambda < 0,9$. Число Урселла было больше единицы. Результаты расчетов, приведенные на рис.2-5, показывают, что в выбранных безразмерных координатах рассматриваемые величины - вертикальный заплеск, максимальные значения глубины и скорости наката и отката на урезе, времени затопления берега t_3/T и времени подхода волны к урезу t_0/T_1 ($T_1 = \sqrt{h/g} / \operatorname{tg} \alpha [(h/d)(1+h/d)]^{1/2}$) - практически не зависят от h/d

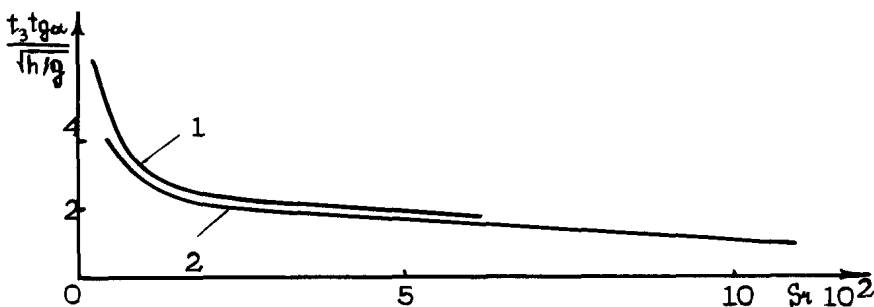


Р и с 2 Высота подъема воды на берегу R и высота волны на уресе h_* (кривые 1-4 - R/h ; 5-6 - h_*/h) h/d 1 5 - 0,2; 2, 6 - 0,4
3 - 0,144-0,6 4 - 0,066

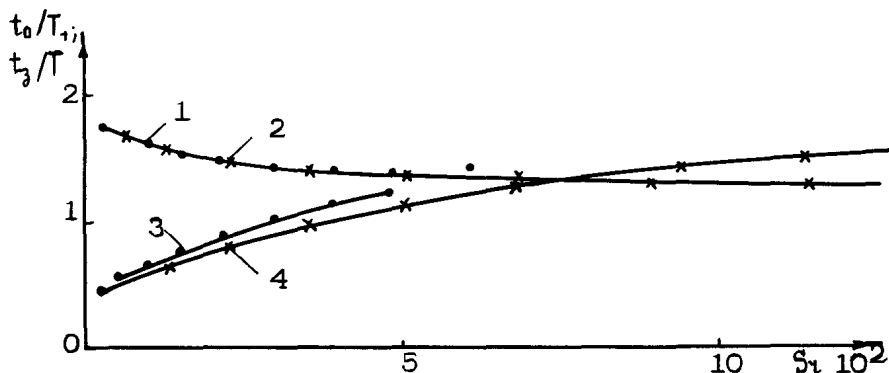


Р и с 3 Максимальные скорости на уресе (кривые 1, 2 - при откате; 3-5 - при накате) 1, 3 4 $h/d = 0,2$; 2, 5 - $h/d = 0,4$

Нами совместно с М.И. Железняком было проведено сопоставление результатов расчетов параметров заплеска, приведенных здесь, с его результатами, полученными при тех же условиях по схеме Лакса-Вендроффа (второго порядка аппроксимации). Вертикальный заплеск, глубина на уресе и скорость отката на уресе совпали удовлетворительно (результаты М.И. Железняка на графиках не показаны). Скорости на уресе при накате в области необрушенных волн (малых зна-



Р и с.4 Время затопления берега при $h/d = 0,2$ (кривая 1) и $h/d = 0,4$ (кривая 2)



Р и с.5 Время подхода волны (кривые 1, 2) и затопления берега (3, 4) при $h/d = 0,2$ (кривые 1, 3) и $h/d = 0,4$ (2, 4)

чений ℓ/λ) так же совпали, а в области обрушенных волн результаты по схеме второго порядка оказались выше, чем по схеме первого порядка. Это различие, по-видимому, связано с разными диссипативными свойствами рассматриваемых схем. Для анализа этого расхождения были проведены расчеты для выделения слабого решения (разрывного). Результаты таких расчетов для волны $\lambda/d = 20$ при $\ell/\lambda = 1,0$ и $h/d = 0,2$ приведены на рис.6 (цифрой 1 обозначены результаты по схеме второго порядка аппроксимации, цифрой 2 – первого порядка)

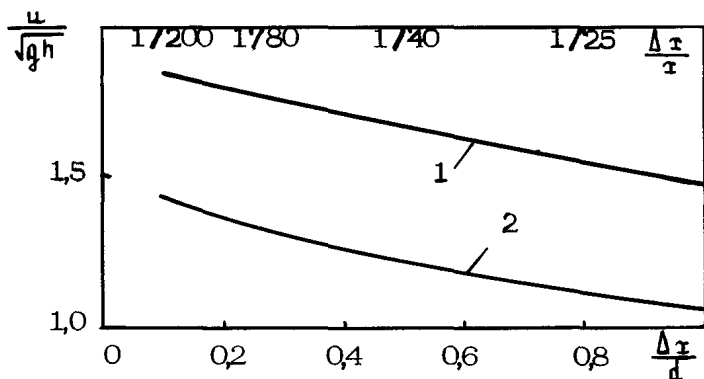


Рис 6 Фильтрация слабого решения

По мере увеличения числа точек на длине волны (уменьшения $\Delta x/\lambda$) максимальная скорость на уресе возрастает и слабое решение должно определяться при $\Delta x/\lambda \rightarrow 0$ ($\Delta x/\Delta t = \text{const}$). Отличие в определении скорости по разным схемам при $\Delta x/\lambda = 1$ и $\Delta x/\lambda = 10^{-2}$ составляет соответственно 40 и 30%.

Сопоставление максимальных скоростей на уресе при накате волны при $\Delta x/\lambda = 10^{-2}$ (кривая 3) и при $\Delta x/\lambda = (0,6 \div 6) \cdot 10^{-2}$ (кривые 4,5) показано на рис.3. С увеличением числа Sn значение $\Delta x/\lambda$ для кривых 4,5 увеличивалось. Поэтому при $Sn > 0,5 \cdot 10^{-2}$ кривая 3 проходит выше, чем кривые 4 и 5.

На рис.2 сравнивается величина вертикального заплеска, найденная нами, с результатами работы [53], полученными при накате уединенной волны, для которой

$$Sn = 0,75 (h/d)^2 / K_1^2 \text{tg}^2 \alpha \quad (26)$$

При сопоставлении принято $K_1 = 7$ (см. формулу (9)). В работе [53] расчеты проводились при $\text{tg} \alpha = 0,066 \div 0,6$; $h/d = 0 \div 0,35$. В предлагаемых безразмерных координатах все результаты рассматриваемой работы (за исключением случая $\text{tg} \alpha = 0,066$) образуют единую кривую, удовлетворительно согласующуюся с нашими расчетами.

Отметим, что время затопления берега, т.е. время, в течение которого вода поднимается выше уреза, в зависимости от числа Sn может быть как меньше, так и больше периода волны (см. рис.5).

ВЛИЯНИЕ ДИССИПАЦИИ НА НАКАТ ЦУНАМИ

Н.Е Вольцингер, К.А Клеванный

При накате цунами на берег диссипация в придонном пограничном слое становится одним из доминирующих факторов. Об этом свидетельствуют как аналитические оценки [47,80], так и результаты численного моделирования [8]. В последнем случае расчет основывается на уравнениях нестационарного пограничного слоя, модифицированных применительно к задаче наката длинных волн. Ниже обсуждаются возможности такого подхода и приводятся некоторые результаты.

В системе координат с осью Oz , направленной вертикально вверх от невозмущенной поверхности Ox , в области

$$Q = \left[0 \leq x \leq F(t); -h(x) \leq z \leq \xi(x, t), 0 \leq t \leq T \right],$$

где $F(t)$ – координата подвижного уреза, $h(x)$ – глубина, $\xi(x, t)$ – возмущение свободной поверхности, рассмотрим краевую задачу.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (k+v) \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \alpha \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$u \Big|_{z=-h} = w \Big|_{z=-h} = 0, \quad (k+v) \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=\xi} = \tau_{\xi} / \rho, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + u \Big|_{\xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} = w \Big|_{\xi}, \quad (4)$$

$$w \Big|_{z=0} = w_0(t), \quad u \Big|_{z=F} = \frac{dF}{dt}, \quad (5)$$

$$w \Big|_{t=0} = w^0(x), \quad u \Big|_{t=0} = u^0(x, z) \quad (6)$$

Здесь K, α – коэффициенты соответственно вертикального и горизонтального турбулентного обмена, ν – молекулярная вязкость, τ_z – касательное напряжение на свободной поверхности, ρ – плотность воды.

Существенным элементом постановки задачи является выбор замыкания для определения коэффициента турбулентности. Простейшую возможность в этом отношении предоставляет концепция Прандтля:

$$K = \ell^2 \left| \frac{du}{dz} \right|, \quad (7)$$

принятие которой сводит вопрос замыкания к определению масштаба турбулентности ℓ . В придонном пограничном слое с параметром шероховатости z_h при достаточно малых $Z_h = z/h + z_h$ выбор $\ell = \alpha Z_h$, $\alpha = 0,4$ обеспечивает выполнение логарифмического закона в слое постоянного напряжения придонного трения. Естественным обобщением этого при наличии двух пограничных слоев – у дна и у свободной поверхности – является формула Монтгомери [158].

$$\ell = \frac{\alpha}{H} Z_h Z_s, \quad (8)$$

где $H = h + z_s$, $Z_s = -z + z_s + z_s$, z_s – параметр шероховатости свободной поверхности. Эту формулу целесообразно модифицировать введением "срезки" $Z_0 = 1 - \beta H^{-2} Z_h Z_s$ при $0 < \beta \leq 4$.

$$\ell = \frac{\alpha}{H} Z_h Z_s Z_0 \quad (9)$$

Множитель Z_0 сохраняет асимптотику с приближением к границе ($\ell \rightarrow \alpha$, $z \rightarrow -h$) и уменьшает величину ℓ в ядре потока. Отметим наличие и ряда других употребительных выражений для масштаба турбулентности.

Более общий подход к проблеме замыкания связан с привлечением уравнений для характеристик турбулентности. Это позволяет учесть эффекты нестационарности, адвекции и диффузии турбулентности и определить их роль в рассматриваем-

мой задаче. Так, для кинетической энергии турбулентных пульсаций \bar{b} получим уравнение

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{b}}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} = K \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] + d_b \frac{\partial}{\partial z} (K^+ \nu) \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} - \epsilon, \quad (10)$$

с граничными условиями

$$K \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad K \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} \Big|_{z=z_0} = \ell_{z_0} \left(\frac{\tau_{z_0}}{\rho} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

что вместе с соотношениями Прандтля - Колмогорова

$$K = c_1 \ell \sqrt{\bar{b}}, \quad \epsilon = c_2 \bar{b}^{3/2} \ell^{-1} \quad (12)$$

и выражением для масштаба турбулентности ℓ позволяет замкнуть задачу.

Более сложные уравнения в иерархии моделей турбулентности по структуре аналогичны (10). Важно, однако, что преобладающими факторами в таких моделях выступают продукция $P = K \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right]$ и диссипация рассматриваемой характеристики. Так, при локальном балансе продукции энергии турбулентности за счет вертикальных градиентов скорости и ее диссипации ($K u_x^2 = c_2 \bar{b}^{3/2} \ell^{-1}$) из условий (10), (12) следует соотношение Прандтля (7); модельное уравнение для характеристики $\Psi = \bar{b} \ell$ при рассмотрении такого баланса приводит к формуле Монтгомери (8) [7]. Такого рода соображения ставят под сомнение целесообразность обращения к моделям повышенного по сравнению с уравнением (10) уровня описания в связи с увеличением числа эмпирических констант и усложнением численной реализации задачи.

При цунами в основном, как известно, происходит затопление берега без обрушения волны [60]. Вместе с тем диссипация на фронте волны при ее обрушении интегрально менее значима, чем диссипация в придонном слое, в отличие от более крутых ветровых волн, ибо для цунами отношение высоты волны к ее длине является величиной $O(10^{-5} - 10^{-3})$. Диссипацию энергии при обрушении можно параметризовать диффузионным оператором $\frac{\partial}{\partial z} (a \partial u / \partial x)$. Для коэффициента a предложено несколько выражений, например [133]

$$a = \text{const} \Delta x \sqrt{\bar{b}} \quad (13)$$

Метод решения динамических уравнений (1) – (6) описан в работе [8] и использует переход к новым переменным

$$\xi = x/F(t), \quad \eta = (z+h)/H,$$

отображающим подвижную область Q в квадрат

$$Q_* = [0 \leq \xi, \eta \leq 1, \quad 0 \leq t \leq T]$$

Для уравнений (10), (12) в этой системе координат в безразмерном виде получим следующие уравнения.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{F}^{-1} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial \xi} \left(\delta \tilde{u} - \xi \frac{d\tilde{F}}{d\tilde{t}} \right) + \delta \tilde{\omega} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial \eta} = \mu_1 \tilde{H}^{-2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(\tilde{K} + \varepsilon_1) \frac{\partial \tilde{b}}{\partial \eta} \right] + \\ + \rho_b \tilde{\mu}^{-2} \tilde{K} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \eta} \right)^2 + \rho_r \tilde{F}^{-2} \tilde{K} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} \right)^2 - \mu_{1\varepsilon} \tilde{b}^{3/2} \tilde{\nu}^{-1} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\tilde{K} = \tilde{\nu} \sqrt{\tilde{b}}, \quad (15)$$

где $\mu_1 = c_1 d_b \frac{L_0}{h_0} \frac{u_*}{c_0}$; $\varepsilon_1 = \nu / (ac_1 h_0 u_*)$, $\rho_b = ac_1 \delta \frac{L_0}{h_0} \frac{u_0}{u_*}$,

$c_0 = \sqrt{g h_0}$, $\rho_r = ac$, $\delta = \frac{h_0}{L_0} \frac{u_0}{u_*}$, $\mu_{1\varepsilon} = c_2 \frac{L_0}{ac h_0} \frac{u_*}{c_0}$, $\tilde{b} = b/u_*^2$,

$\tilde{\nu} = \nu / (ac h_0)$, $\tilde{K} = K / (c_1 ac h_0 u_*)$, $\delta = \xi_0 / h_0 = u_0 / c_0$, $\tilde{u} =$

$= u / u_0$, $\tilde{t} = t / (L_0 / c_0)$, $\tilde{H} = H / h_0$, $\tilde{F} = F / L_0$, $\tilde{\omega} = \frac{1}{\tilde{H} \tilde{F}} \times$

$\times \left[\eta \int_0^1 (\tilde{H} \tilde{u})_{\xi} d\eta - \int_0^1 (\tilde{H} \tilde{u})_{\xi} d\eta \right]$

Решение (14) определяется с помощью явной по ξ и неявной по η схеме с итерациями по нелинейности. Для ускорения сходимости диссипативный член записывается в виде

$$b^2/K = [2b^{\alpha+1} - (b^2)^{\alpha}] / K^{\alpha}, \quad (16)$$

где α – номер итерации. В конечно-разностной форме (14) сводится к виду

$$\left(A_j b_{j-1}^{\alpha+1} - C_j b_j^{\alpha+1} + B_j b_{j+1}^{\alpha+1} \right)_i^{\alpha+1} = \Psi_{ij}^{\alpha, s}, \quad (17)$$

где $C_j = A_j + B_j + \frac{H^2 \sigma}{\mu_1} \left(\Delta t^{-1} \mu_{1\varepsilon} \frac{2B_j^{\alpha}}{K^{\alpha}} \right)$, $A_j = (K_{j-1/2}^{\alpha} + \varepsilon_1) / \Delta_{j-1}$,

$B_j = (K_{j-1/2}^{\alpha} + \varepsilon_1) / \Delta_j$, $\Psi_{ij}^{\alpha, s} = [F^{-1} b_{\xi}^{\alpha} (\delta u^s - \xi F_t) + \delta \hat{\omega} b_{\eta}^{\alpha} - \rho_b H^2 K^{\alpha} (u_{\eta}^s)^2]$

$-\rho_r K F^{-2} (u_s^2) - \mu_{1\epsilon} (\beta^2)^\alpha / K^\alpha - \beta^5 / \Delta t] H^2 \epsilon_j \mu_1^{-1}$, $\epsilon_j = (\Delta_j + \Delta_{j-1}) / 2$,
 Δ_j - величина j -го шага по координате η (сетка сгущается к дну), s - номер шага по времени, знак "гильда" опущен. Уравнение (17) с граничными условиями (11) решалось методом прогонки. Итерации по α велись до сходимости, определяемой условием

$$\max_j |(b^{\alpha+1} - b^\alpha) / b^\alpha|_{ij} < 0,01 \quad (18)$$

Алгоритм расчета тестировался на аналитическом решении модельной задачи о стационаровании уровня турбулентности при постоянном градиенте скорости и отсутствии диффузии:

$$\frac{db}{dt} = K \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \frac{c_2 b^{3/2}}{\rho}, \quad K = c_1 \rho \sqrt{b},$$

$$b|_{t=0} = b_0 \quad (19)$$

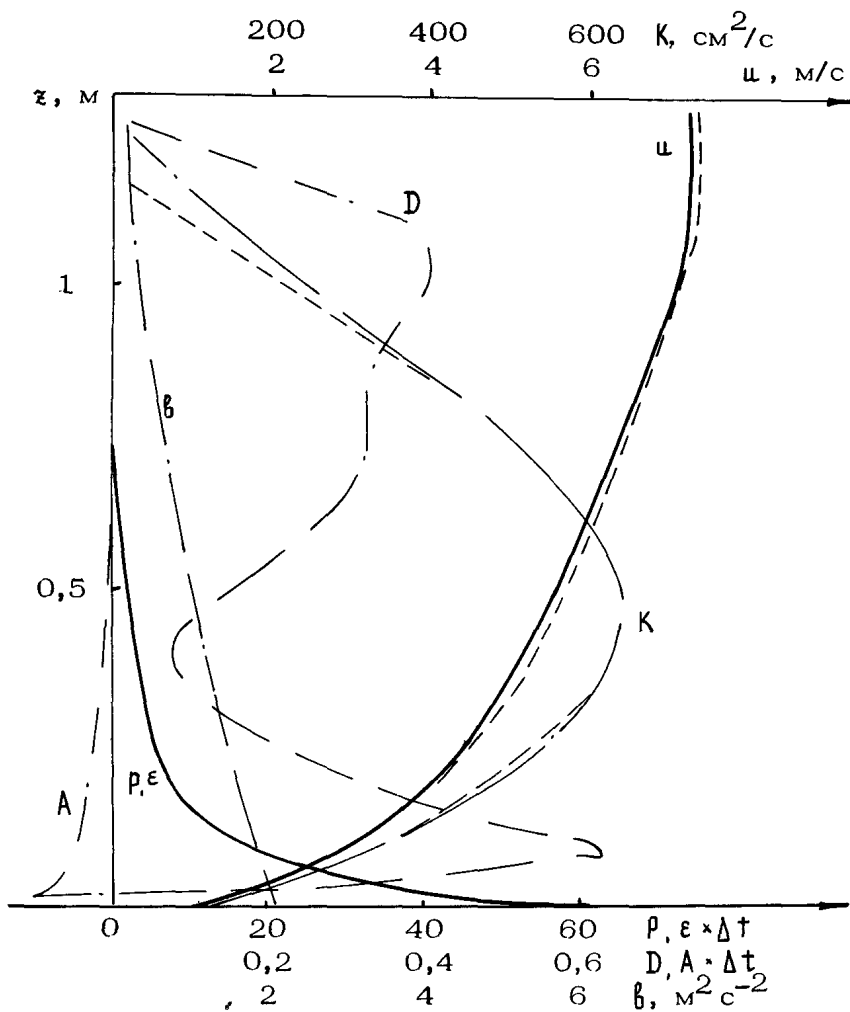
Решение (19) дает

$$b(t) = \frac{c_1}{c_2} \rho \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \left(\frac{e^{\beta t} - \gamma}{e^{\beta t} + \gamma} \right), \quad (20)$$

где $\gamma = (1-s) / (1+s)$, $s = \sqrt{\frac{c_2}{c_1} b_0} / \left(\rho \left| \frac{du}{dz} \right| \right)$, $\beta = \sqrt{c_1 c_2} \left| \frac{du}{dz} \right|$

Сравнение численного и аналитического решений показало сходимость решения к формуле (20) при дроблении шага Δt .

Сопоставим результаты расчетов наката волн цунами на откос, полученные по β -модели (10) - (12) и модели Прандтля (7). Рассмотрим ту же модельную задачу, что и в работе [8] плоский откос сопряжен с участком ровного дна глубиной 20 м и длиной 5 км, на котором в мористой части задается вход волны длиной 5 км в виде одиночного синусоидального импульса. Расчет проведем для откоса с уклоном $\alpha = 1,1^\circ$ (длина откоса ρ_w равна 1 км) и волны высотой 4 м ($\delta = 0,2$). На рис. 1 показано вертикальное распределение различных характеристик ($\beta, \xi, \rho, A = u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z}$, $D = \alpha \beta \frac{\partial}{\partial z} (K + \nu) \frac{\partial b}{\partial z}$) вблизи фронта волны (в 23 м от него) в момент максимальной скорости наката. Как видно, интен-



Р и с 1 Вертикальное распределение скорости и характеристик турбулентности в момент максимальной скорости наката. Расчет по b-модели и формуле Прандтля (пунктир). $l_{ш} = 1$ км, $\xi_0 = 4$ м, $\lambda_0 = 5$ км, $Z_h = 2$ см; А – адвекция, Р – продукция, ϵ – диссипация энергии турбулентности

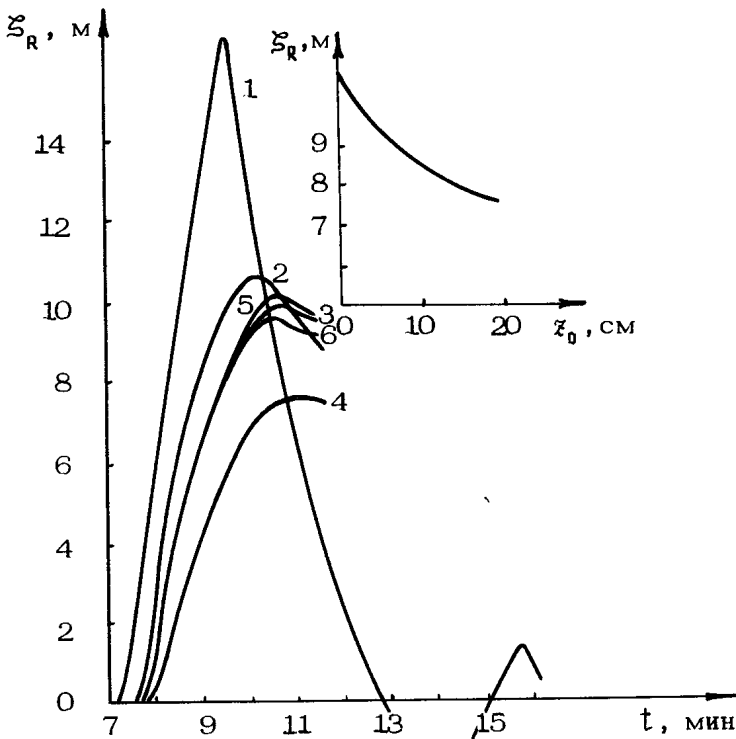
сивность турбулентности очень велика, и у дна турбулентные пульсации скорости достигают значений 1,5 м/с. Коэффициент турбулентности также имеет большие значения – до $650 \text{ см}^2/\text{с}$. Продукция энергии турбулентности в основном находится в состоянии локального баланса с ее диссипацией. Адвекция направлена в тыл волны, а диффузия вверх, и они на два порядка меньше, чем продукция и диссипация. Расчет показывает, что эффекты нестационарности энергии турбулентности, ее диффузия и адвекция мало влияют на характеристики наката волн цунами. Об этом свидетельствует сравнение с расчетом по модели Прандтля (пунктирные линии на рис.1). Высота заплеска по δ -модели составила 9,7 м, а по модели Прандтля 9,9 м (кривые 6 и 3 на рис.2).

Характеристикой взаимодействия потока с дном является параметр шероховатости λ_h , зависящий от размеров и формы неровностей дна и представляющий собой в стационарном случае высоту, на которой скорость обратилась бы в нуль, если бы логарифмическая формула

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{\lambda_h} \quad (21)$$

была бы справедлива вплоть до этой высоты. Определение λ_h для различных естественных поверхностей, встречающихся в затопляемой зоне [3], требует дальнейших исследований. По порядку величины λ_h в океане и на побережье меняется от 10^{-3} м для ровных морских поверхностей до 10^{-1} м для поверхностей, покрытых растительностью (до 1/5 от высоты неровностей). Влияние шероховатости на высоту заплеска представлено на рис.2 кривыми 2 – 4 и графиком на вставке. При больших значениях параметра шероховатости высота заплеска волн цунами может существенно уменьшиться. В связи с этим одним из путей защиты от цунами являются кустарниковые и лесонасаждения, этот способ используется в Японии [48].

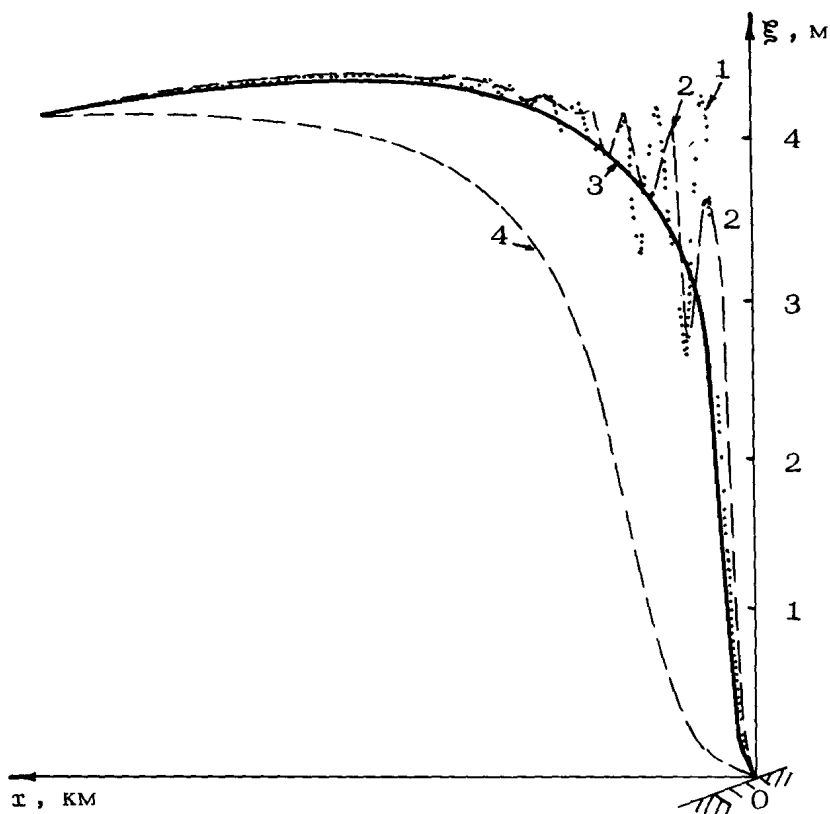
Влияние коэффициента горизонтального турбулентного обмена α , параметризующего потери при обрушении, рассмотрим для простоты в рамках осредненных по вертикали уравнений мелкой воды. Возьмем $l_w = 1,5 \text{ км}$, $f = 0,005$ (f – коэффициент придонного трения), остальные параметры прежние. Согласно [36] такая волна при подходе к берегу обрушится, так как критерий обрушения превышает единицу ($Bc = \xi_R \omega^2 / (g \alpha^2) = 1,9$). Здесь ξ_R – высота заплеска, ω – частота волны, α –



Р и с.2 Мареограммы движения уреза при $l_{ш} = 1$ км, $\xi_0 = 4$ км, $\lambda_0 = 5$ км 1 – расчет без учета диссипации; 2–5 – расчет по модели Прандтля; 6 – расчет по b-модели 1 определяется по формуле (8) – кривые 2–4,6, по формуле (9) – 5 z_h 2 – 0, 3 – 2 см, 4 – 20 см, 5,6 – 2 см На вставке – зависимость вертикального заплеска от z_h

угол откоса. Полученные результаты в виде профилей волны при подходе к урезу и мареограмм характеристик наката при различных α изображены на рис.3,4. Величина заплеска от значения коэффициента горизонтального турбулентного обмена практически не зависит.

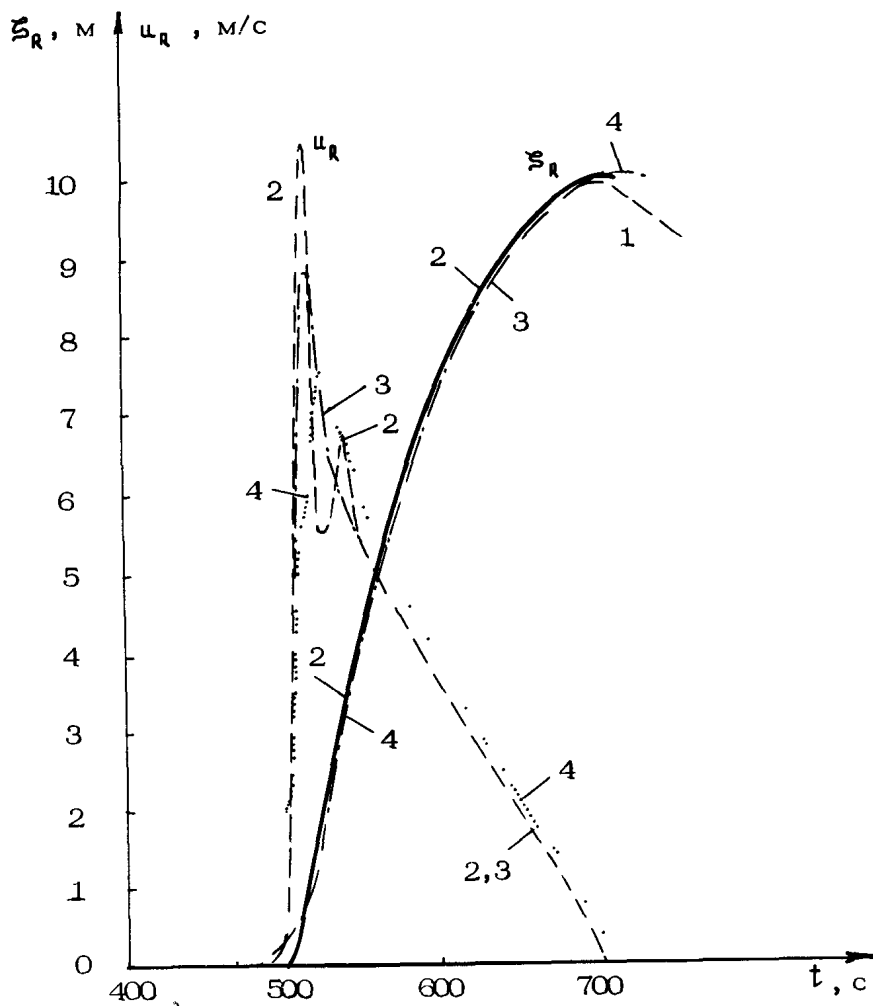
Вертикальный заплеск при уменьшении крутизны откоса вначале увеличивается, затем уменьшается. Точки перегиба кривых соответствуют, согласно расчетам, значениям $\beta_1 < 1$, из чего можно сделать вывод, что причиной уменьшения высоты заплеска является придонная диссипация, но не обруше-



Р и с.3. Профили передней части волны при подходе к урезу при a равном 1 - 1, 2 - 10, 3 - 100, 4 - 300 $\text{м}^2/\text{с}$ $l_{ш} = 1,5 \text{ км}$, $\lambda_0 = 5 \text{ км}$, $\xi_0 = 4 \text{ м}$

ние. Без учета придонной диссипации относительный заплеск увеличивается до значений порядка 4,5 при $V_{ч} = 6$.

Доминирующее влияние придонного трения при накате на пологие берега не позволяет пользоваться для его описания квадратичным законом из-за наличия противотечений [8] и сильной изменчивости коэффициента придонного трения. Последнее обстоятельство отмечалось и ранее [7, 133]. На рис.5 представлено распределение f , полученное по модели Прандтля. Расчет обнаруживает, что в моменты, близкие к максимуму высоты наката, происходит даже смена знака коэффициента f .

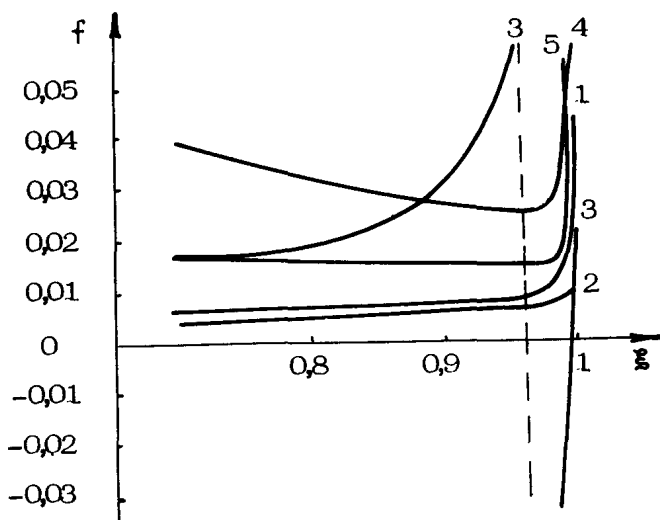


Р и с 4. Мареограммы вертикального заплеска ξ_R и скорости
 уреза u_R при a равном 1 - 1, 2 - 10, 3 - 100, 4 - 300 $\text{м}^2/\text{с}$

$$l_{\text{ш}} = 1,5 \text{ км}, \lambda_0 = 5 \text{ км}, \xi_0 = 4 \text{ м}$$

Одним из результатов, полученных при расчетах, является определение зоны наиболее опасной по значениям скоростей и ускорений. Получено, что эта зона находится на берегу в окрестности точки

$$x = (0,2 - 0,3) \xi_R / a \quad (22)$$



Р и с.5 Распределение коэффициента придонного трения f вдоль профиля в различные моменты времени 1 – волна на уресе (7 мин 22 с), 2 – момент максимальной скорости наката (8 мин 2 с), 3 – 10 мин 8 с, 4 – момент максимального заплеска (10 мин 30 с), 5 – 10 мин 56 с

Результаты численных экспериментов показали, что усложнение моделей замыкания не оказывает существенного влияния на характеристики наката. Вместе с тем использование \bar{v} -модели позволило проанализировать качественный характер процесса, оценить влияние дополнительных факторов и обосновать априорные представления о применимости более простого подхода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРИ НАКАТЕ ДЛИННЫХ ВОЛН

Г.Е Кононкова, К.В Показеев

Накат волн цунами на берег нельзя рассматривать в отрыве от предшествующей трансформации их в зоне уменьшающихся глубин. Длинные волны, вступая в прибрежную зону с уменьшающейся глубиной, претерпевают ряд изменений: растет их высота вследствие сохранения потока энергии при уменьшающейся скорости распространения, происходит частичное отражение, может быть разрушение, происходят потери энергии на трение. Совокупное действие этих процессов и проявляется в виде трансформации волн.

Движение воды по сухому берегу, т.е. выше линии уреза, называемое накатом, или заплеском, предопределяется ее трансформацией на водном клине. Наиболее полно изучить трансформацию и накат волн цунами позволило бы сочетание трех методов их исследования: наблюдения и измерения в натуре, теоретические разработки и численные решения и лабораторные эксперименты. Аналитическое решение задачи о трансформации и границе наката на плоский береговой откос неразрушающихся цунами, аппроксимируемых дугом периодических длинных волн или волнами солитонного типа, дано в работах [58, 59, 80]. Следует отметить также работу [99]. Теория наката разрушающихся волн на берег пока не создана. Измерения в натуре еще очень малочисленны. Экспериментальный метод представляет необходимое дополнение к двум первым, так как позволяет изучить влияние отдельных параметров на исследуемое явление "в чистом виде", проверить теоретические результаты и выявить ранее неизвестные факты.

Хороший обзор теоретических и экспериментальных исследований по накату и разрушению волн, охватывающий период 1953 - 1968 гг., дан в работе [142]. В нем обсуждаются экспериментальные работы Ле-Меоте, Иппена и Кулина, Сейвелла, Сато и Киши и др. В более поздние годы опубликованы работы [41-44,73,141,152,153,175,176].

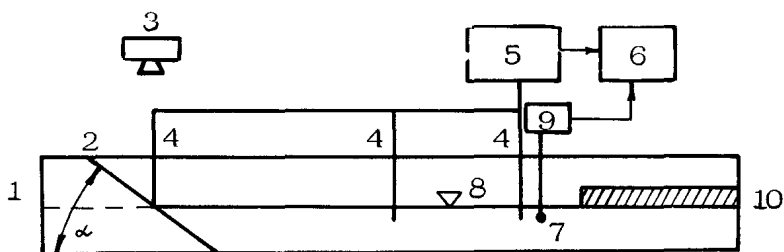
I ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН НА ПЛОСКОМ ОТКОСЕ

Эксперименты показали, что характер трансформации одиночных волн зависит от начального значения параметра нелинейности волны $\gamma = h_0 / H_0$ (h_0 - высота волны, H_0 - глубина воды до выхода на шельф), угла наклона откоса и шероховатости его поверхности.

Рассмотрим более подробно эксперименты [44,141] в стеклянном лотке длиной 25 м, шириной 0,6 м, высотой 0,5 м при глубине воды 19 см (рис.1). Профиль возбуждаемых волн совпадал с описываемым формулой

$$\xi = h \operatorname{sech}^2 \left(\frac{3h}{4H^3} \right)^{1/2} x$$

Регистрация формы волны и скорости ее продвижения по каналу осуществлялась струнными волнографами. В области трансформации на откосе проводилась профильная киносъемка,



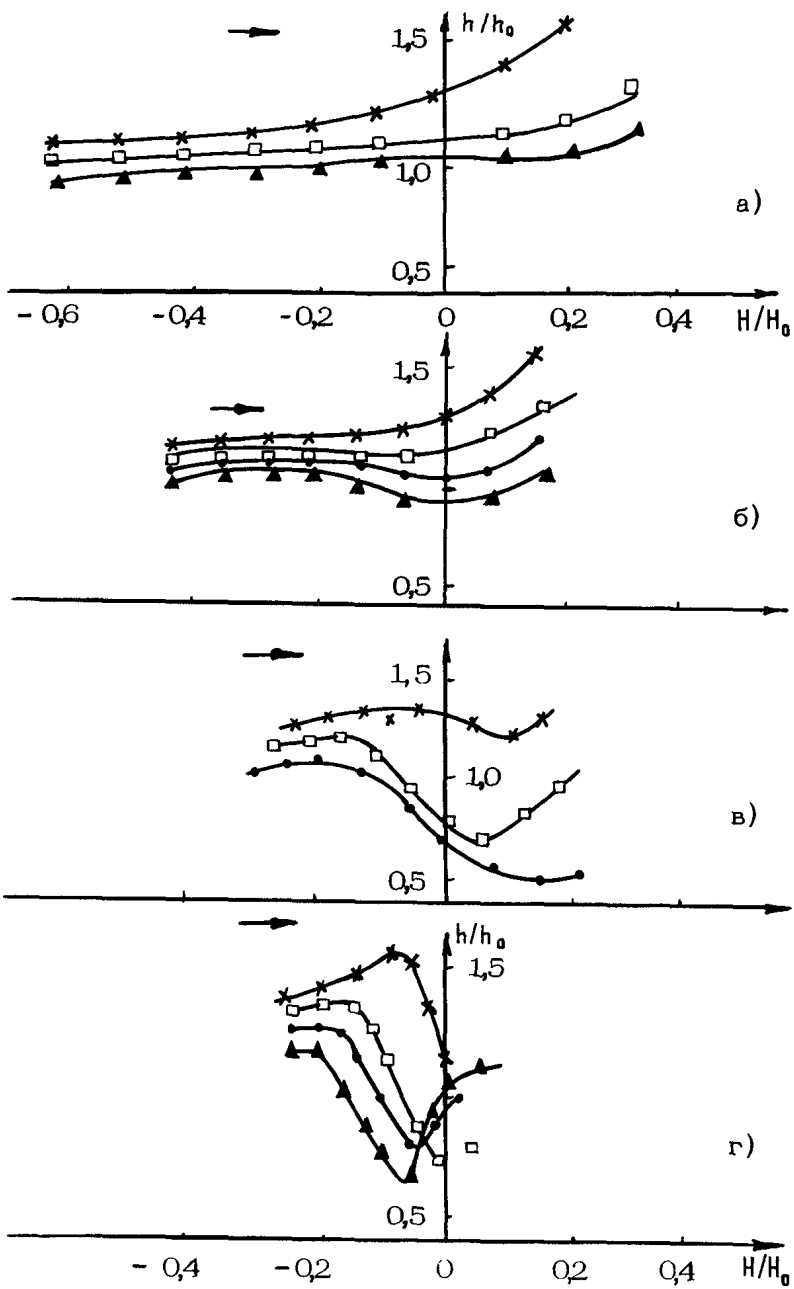
Р и с 1 Схема экспериментальной установки для исследования наката волн 1 - лоток, 2 - откос с изменяющимся углом наклона, 3 - кинокамера, 4 - датчик волнографа, 5 - волнограф, 6 - самописец, 7 - механогорный датчик скорости, 8 - уровень воды, 9 - блок питания, 10 - волнопродуктор

позволившая наблюдать подробности процесса. Для определения скорости и длины наката проводилась плановая киносъемка. Непосредственно по кадрам кинофильма видно, что на крутом откосе с $\text{ctg } \alpha = 5$ наблюдалось монотонное возрастание высоты волны в широком диапазоне относительных глубин при $0,18 < \gamma < 0,37$. Разрушения волн на этом откосе не происходило. На достаточно пологих откосах ($\text{ctg } \alpha = 10; 15$) помимо возрастания высот волн наблюдается их разрушение. Сначала гребень волны начинает заворачиваться – с этого момента прекращается рост высоты волны на откосе и начинается ее уменьшение. Разрушение волны происходит по типу *plunging* по классификации Галвина. Гребень вытягивается длинным языком. Когда он касается поверхности откоса, слышен характерный хлопок. В этот момент, по-видимому, происходит разрыв поверхностной пленки и вперед с большой скоростью выбрасывается струя воды, летят брызги и на берег натекает сильно аэрированный бесформенный поток, границы которого определить довольно трудно. В работе [45] показано, что разрушение одиночных волн с заданным начальным параметром γ происходит на откосах, угол наклона которых меньше критического. Величина критического угла зависит от γ и увеличивается с ростом этой величины. При заданном γ разрушение волн на откосах более пологих, чем критический, происходит при больших относительных глубинах. На рис.2 показано изменение относительной высоты волны h/h_0 в зависимости от относительной глубины H/H_0 на шероховатых откосах (гравий диаметром 0,5 - 0,7 см). На откосе с подвижной шероховатостью разрушение начинается при большем угле наклона ($\text{ctg } \alpha = 7$), чем на откосе с закрепленной шероховатостью ($\text{ctg } \alpha = 10$). На откосе с $\text{ctg } \alpha = 5$ происходит плавное возрастание высоты волны при подходе к берегу, а на откосах с $\text{ctg } \alpha = 10$ и $\text{ctg } \alpha = 15$ кривые имеют максимум на различных относительных глубинах.

Киносъемка показала, что максимальная высота волны достигается в тот момент, когда гребень волны начинает заворачиваться, т.е. начинается ее разрушение. При этом непосредственно перед разрушением высота волны резко возрастает.

В работе [153] из экспериментов с одиночными волнами в лотке длиной 1,5 м и шириной 0,5 м получен критерий разрушения

$$\gamma_{\text{кр}} \text{ctg}^{10/9} \alpha \geq 0,48,$$



Р и с.2. Изменение относительной высоты волны h/h_0 в зависимости от относительной глубины H/H_0 на шероховатых, покрытых гравием откосах ($\text{ctg } \alpha$ равен а - 5; б - 7; в - 10; г - 15); γ равняется

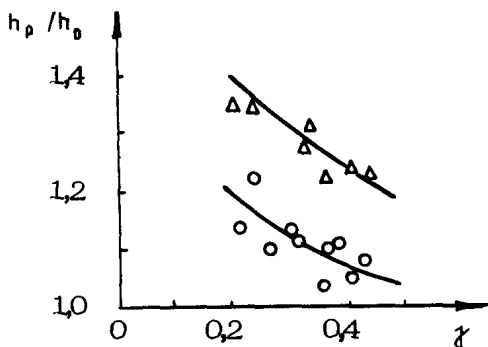
а х - 0,18; □ - 0,33; ● - 0,37, ▲ - 0,42

б х - 0,18; □ - 0,24; ● - 0,29, ▲ - 0,37

в: х - 0,24, □ - 0,31, ● - 0,41

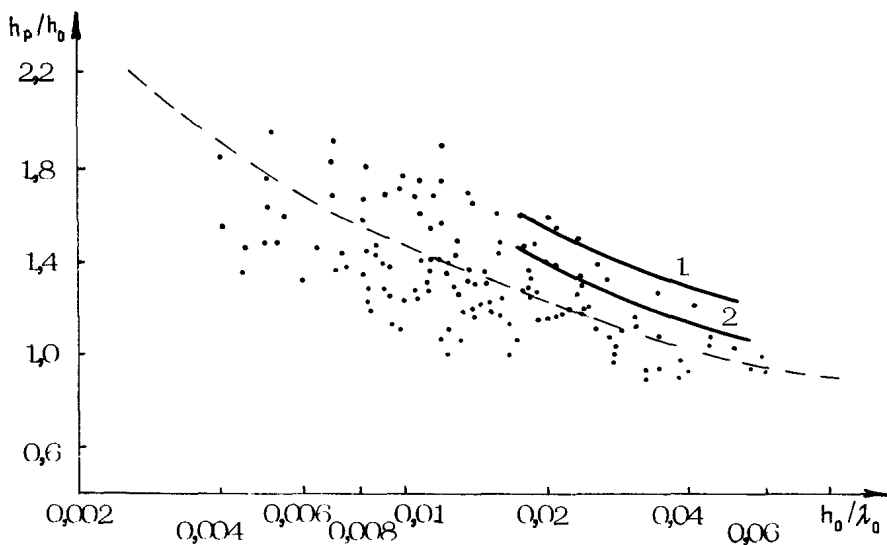
г х - 0,20, □ - 0,24; ● - 0,34, ▲ - 0,44

согласующийся с выводами, сделанными в работе [45], где найдено, что при $\text{ctg } \alpha = 7$ $\gamma_{кр} = 0,36$, а при $\text{ctg } \alpha = 10$ $\gamma_{кр} = 0,21$ на шероховатых откосах. В обоих случаях $\gamma_{кр} \text{ctg } \alpha^{10/9} > 0,48$, т.е. критерий (2) не противоречит экспериментам. Относительная высота разрушающейся волны уменьшается с ростом параметра нелинейности γ , причем на более пологом откосе разрушение происходит при большей относительной высоте волны h_p/h_0 (рис.3).



Р и с.3. Зависимость h_p/h_0 от γ при $\text{ctg } \alpha = 15$ (▲), $\text{ctg } \alpha = 10$ (○)

Получена также обратная зависимость относительной высоты разрушающейся волны от ее начальной крутизны h_0/λ_0 , аналогичная приведенной Мунком [76], на графике которого наблюдается большой разброс точек (рис.4). Мунк пишет, что этот разброс не обусловлен разными наклонами дна. Данные приведенного выше эксперимента говорят как раз противоположное: наклон дна влияет на высоту разбивающихся ва-



Р и с.4 Зависимость h_p/h_0 от h_0/λ_0 . Точки обозначают экспериментальные значения [76] пунктир - обобщающая зависимость
 Мункт 1 $\text{ctg } \alpha = 15$, 2 $\text{ctg } \alpha = 10$ по данным [141]

лов, причем на более пологих откосах высота разбивающихся валов больше.

В работе [172] для высоты разбивающихся валов приводится эмпирическая формула

$$\frac{h_p}{h_0} = \left(\frac{h_0}{\lambda_0} \right)^{-1/4} \text{tg}^{1/5} \alpha ,$$

согласно которой высота разрушающейся волны должна расти с увеличением крутизны откоса. Однако опыты проводились на одном откосе с $\text{ctg } \alpha = 33$.

Если подставить в формуле (3) численное значение $\text{tg } \alpha = 0,03$, то получим

$$\frac{h_p}{h_0} = 0,5 \left(\frac{h_0}{\lambda_0} \right)^{-1/4}$$

В таком виде формула близка к ранее полученной Мунком

$$\frac{h_p}{h_0} = 0,3 \left(\frac{h_0}{\lambda_0} \right)^{-1/3}$$

В работе [142] приводится сходная с (3) формула

$$\frac{h_p}{h_0} = 0,76 t_g^{1/7} \alpha \left(\frac{h_0}{\lambda_0} \right)^{-1/4}$$

Формулы (3) и (5) дают медленное увеличение высоты разбивающейся волны при возрастании угла наклона откоса, лабораторные эксперименты [44], наоборот, показывают при этом уменьшение высоты разбивающегося вала.

Нами исследовано также отражение волн солитонного типа от откосов с различными углами наклона. Производилась регистрация падающей и отраженной волн. Коэффициент отражения K определялся как отношение высоты отраженной волны к высоте падающей. В некоторых случаях коэффициент отражения оказывался больше единицы. Это происходило за счет распада отраженной волны на солитоны, один из которых оказывался более высоким, чем остальные. Именно по высоте этого солитона и считали коэффициент отражения. Для неразрушившихся волн коэффициент отражения значительно больше, чем для разрушившихся. На рис. 5 приведен график зависимости K от параметра $\Pi = l_w / \lambda_0$, являющегося отношением длины шельфа $l_w = H \operatorname{ctg} \alpha$ к длине волны λ_0 на глубокой воде.

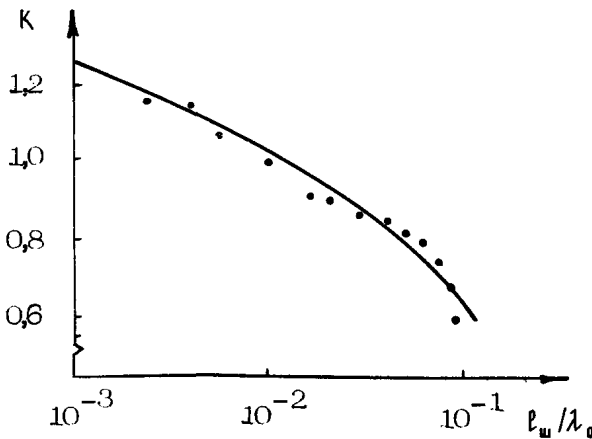


Рис 5 Зависимость коэффициента отражения K от l_w / λ_0

Уменьшение коэффициента отражения при возрастании Π согласуется с известным фактом лучшего отражения более длинных волн, чем коротких от одного и того же откоса.

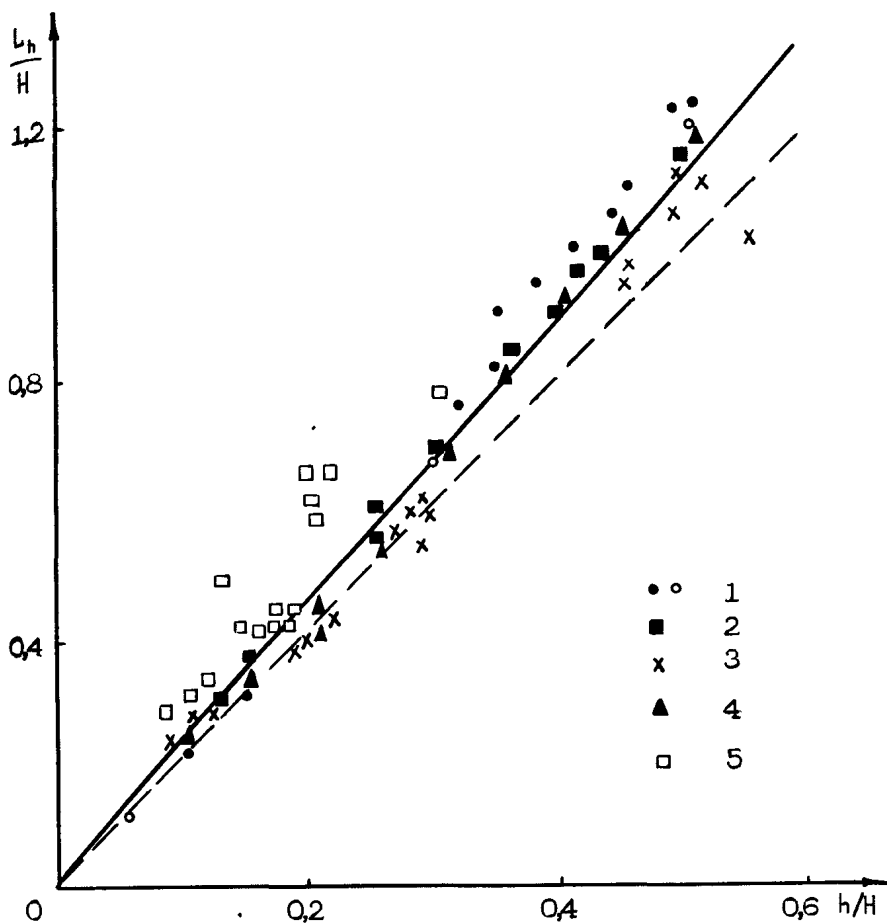
Зависимость K от Π является универсальной, она объединяет данные по отражению волн различной длины при различных углах откоса.

В ряде работ исследовалась высота заплеска L_n на вертикальной стенке [69,80]. На рис.6 представлены результаты наших экспериментов с солитоноподобными волнами и теоретические зависимости, представленные в работах [69,80]. Среднее экспериментальное значение L_n/h_0 на вертикальной стенке равно 2,3, что значительно превышает значение 2, следующее из линейной теории. Учет нелинейности в работах [69,80] приближает теоретические значения к экспериментальным, однако измеренные значения все-таки превышают теоретические. Расхождение связано с появлением в отдельных случаях дополнительных относительно высоких гребешков на профиле волны у стенки, по которым и измерялась высота заплеска. Заметим, что в работе [73] относительная высота подъема воды на вертикальной стенке в точности равна 2, никаких отклонений авторы не отмечают.

II НАКАТ ВОЛН НА ПЛОСКИЙ БЕРЕГ

Исследования Ле-Месте и др., Кононковой и Рейхрудель, Ямамото и Томосабуря показали, что относительная высота наката одиночных волн имеет максимум в некоторой области углов наклона откоса α . Обработка кинофильмов [44] показала, что это связано с переходом к режиму разрушающихся волн. На крутых откосах, т.е. в области неразрушающихся волн, высота наката уменьшается с ростом α , на пологих — увеличивается. В первом случае превалирующую роль играет отражение волн, во втором — разрушение.

Вопрос о том, как одновременно влияют другие параметры волн и откоса и их комбинации на высоту наката, оставался неясным. Параметр $\Pi = l_w / \lambda_0$ позволяет сравнивать результаты тех или иных исследователей с различными значениями характерных параметров волн и откосов и производить полезные обобщения. Этот параметр был ранее использован в динамике приливных волн на плоском береговом откосе [102]. Однако для анализа закономерностей наката волн цунами



Р и с 6 Величина заплеска на вертикальную стенку. Цифры обозначают экспериментальные данные следующих авторов [80]: 1 — Street R I, 2 — Maxworthy, 3 — Загрядская Н Н, 4 — Железняк М И, 5 — Кононкова Г Г. Сплошная прямая соответствует линейной теории, пунктир — нелинейной.

с четкой физической интерпретацией он впервые введен в теории Мазовой и Пелиновского и получил применение в последующих работах.

1 ВЫСОТА НАКАТА СОЛИТОНОПОДОБНЫХ ВОЛН

На рис.7 представлены результаты опытов [44] по накату одиночных волн на гладкие откосы и шероховатые (с закрепленной и с подвижной шероховатостью). Рассматривается относительная высота наката L_h/h_0 как функция параметра Π . На всех откосах наблюдаются максимумы кривой L_h/h_0 в области значений $\Pi \leq 0,1$. На гладком откосе максимальная относительная высота заплеска составляет 5,6, на закрепленном - 4,25, на незакрепленном - 3,2. В области $\Pi > 0,1$ наблюдается уменьшение высоты заплеска с ростом Π , которое аппроксимируется эмпирической формулой

$$\frac{L_h}{h_0} = 1,5 \gamma^{-1/4} \Pi^{-1/3}$$

Рассчитанные по этой формуле кривые для $\gamma=0,1$, $\gamma=0,2$ приведены на том же рисунке. Эксперименты проводились при тех же γ , а именно 0,1; 0,15; 0,3. Совпадение расчетных кривых ($\gamma=0,1$ и $\gamma=0,2$) с экспериментальными точками достаточно хорошее. Следовательно, накат разрушающихся одиночных волн в этом диапазоне γ может аппроксимироваться формулой (6).

Рассматриваемая шероховатость (гравий диаметром 0,5 - 0,7 см при глубине $H=19$ см), будучи закрепленной, уменьшает накат в среднем в 1,4 раза, а будучи подвижной - в 1,7 раза.

Накат волн без разрушения исследован в основном на волнах солитонного типа, т.е. волнах, имеющих вид отдельного возвышения, но не аппроксимируемых функцией (1).

Эксперименты с этими волнами проводились в стеклянном лотке длиной 6,7 м, шириной 20 см, высотой 40 см. Глубина воды составляла в разных опытах от 4 до 17 см. В головной части лотка помещался волнопродуктор, а в конце - плоский откос. Угол наклона откоса изменялся от опыта к опыту от 5° до 90° . Начальные высоты волн составляли 1 - 2 см. Для создания волн солитонного типа использовались четыре различных волнопродуктора. Эксперименты дают

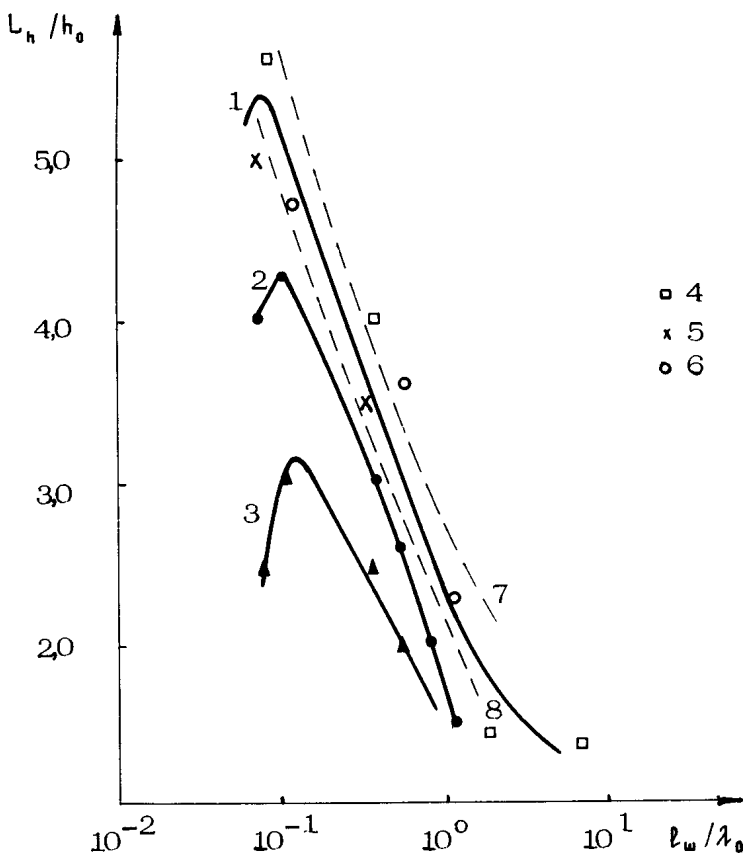
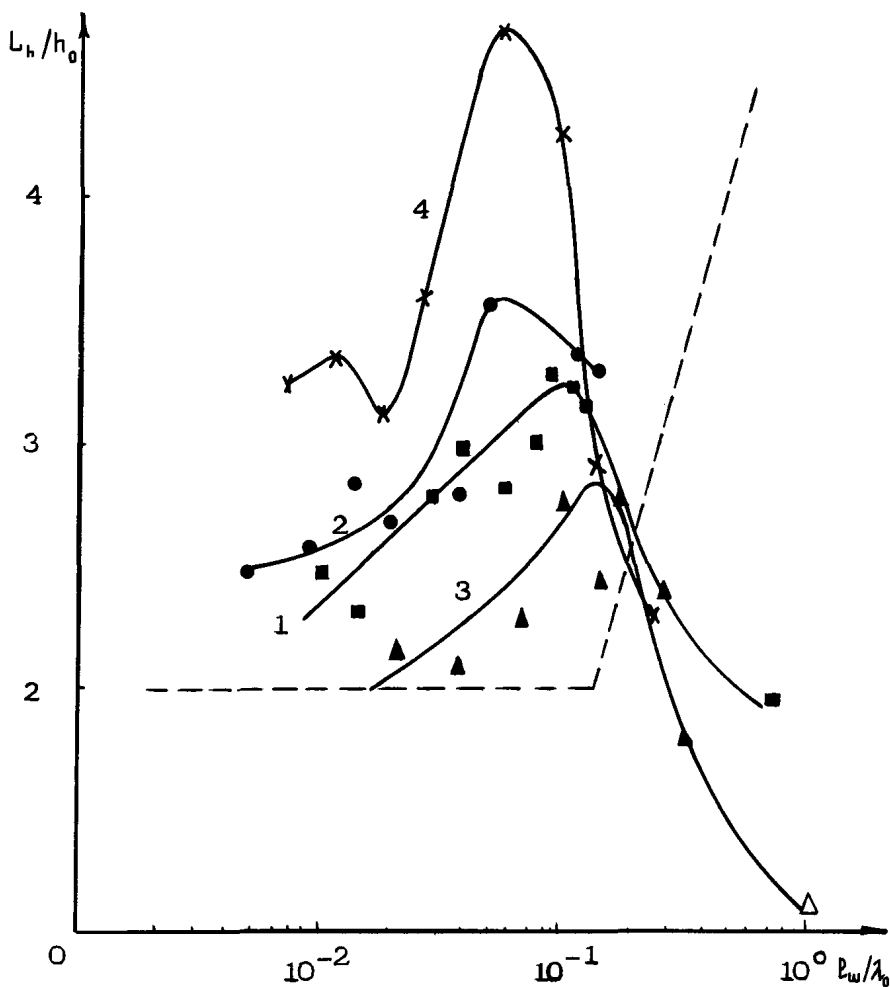


Рис 7 Накат одиночных волн. Влияние шероховатости при $\gamma = 0,15$: 1 – гладкий откос, 2 – откос с закрепленной шероховатостью, 3 – откос с подвижной шероховатостью. Влияние нелинейности волн для гладкого откоса γ равно: 4 – 0,15; 5 – 0,1; 6 – 0,3; 7 – 0,1; 8 – 0,2.

большой разброс точек, поэтому с каждым типом волн на данном откосе проводилось 5 – 10 опытов и результаты осреднялись. Дисперсия измерений составляла до 25%.

Кривые наката четырех типов солитоноподобных волн приведены на рис.8. Характерно, что каждая из кривых имеет максимум и расположены эти максимумы в довольно узкой области значения параметра Π ($0,06 \leq \Pi \leq 0,13$).



Р и с 8 Накат солитоноподобных волн Точки на кривых 1, 2, 3, 4 относятся к соответствующим типам волнопродукторов
Пунктир расчет по теории Мазовой и Пелиновского

Величина максимальной относительной высоты наката различна для разных типов волн и варьируется от 2,4 до 4,7 для солитоноподобных волн и до 5,6 для одиночных. Близкие результаты получены в работах [152] и [176]. В работе [152] исследовались экспериментально трансформация и накат длиннопериодных синусоидальных волн ($0,3 \leq T \leq 30$ мин)

а береговой склон небольшой бухты. Опыты проводились в бассейне размерами 20x0,9x0,4 м. Глубина воды была 10 см, уклон дна под поверхностью воды 1:50 ($\text{ctg } \alpha = 50$), уклон берегового склона 1:200. Обрушения не наблюдалось. В работе отмечается заметное влияние периода и крутизны волны и возрастание ее высоты и накат на сухой берег. Наибольшая высота волны на урезе воды (на расстоянии 50 см от него) превышала начальную в 4 раза, а высота наката до двух раз. В другой серии экспериментов на откосе с $\text{ctg } \alpha = 10$ при периоде волн 1 - 2 с максимальная относительная высота наката равнялась 3.

В экспериментах [176] угол наклона откоса варьировался от 5 до 45°, глубина воды была 5 см, начальная высота одиночных волн от 0,5 до 2 см, параметр нелинейности $\gamma = 0,1 - 0,4$. Система датчиков, расположенных над откосом, позволяла фиксировать профиль накатывающихся волн. Относительная высота наката, представленная в виде функции угла наклона, имеет максимум, равный 4,5, при угле откоса $\alpha = 20^\circ$, т.е. $\text{ctg } \alpha = 2,7$. Если преобразовать аргумент к виду $l_w / \lambda_0 = \Pi$, то, считая для одиночной волны

$$\lambda_0 = \frac{7,27}{\sqrt{3}} \cdot \frac{H}{\sqrt{\gamma}} = 4,2 \frac{H}{\sqrt{\gamma}}$$

и

$$\Pi = 0,24 \text{ ctg } \alpha \sqrt{\gamma},$$

найдем при $\gamma = 0,10 - 0,25$ $(l_w / \lambda_0)_{\text{max}} = 0,2 - 0,3$. Таким образом, значения параметра Π , при которых высоты наката достигают максимума, несколько превышают полученные в работе [42], но близки к ним. Остальные результаты [176] также близки [42, 44, 141]. В статье [176] также отмечается, что в области крутых откосов накат происходит без обрушения, а в области пологих ($\alpha < 20^\circ$) - с разрушением волн. Для относительной высоты наката одиночных неразрушающихся волн в этой работе предлагается формула

$$\frac{L_h}{h_0} = 2 \left(\frac{90}{\alpha} \right)^{1/2},$$

где α измеряется в градусах. В работе [153] также экспериментально установлено, что L_h / h_0 зависит от угла наклона

откоса и параметра нелинейности одиночных волн. При $\alpha = 20^\circ$ в этих опытах L_h/h_0 варьируется от 2,2 до 3,2 при разных γ (0,03 ÷ 0,50). Для относительной высоты наката приведено выражение

$$\frac{L_h}{h_0} = \kappa \gamma^\beta,$$

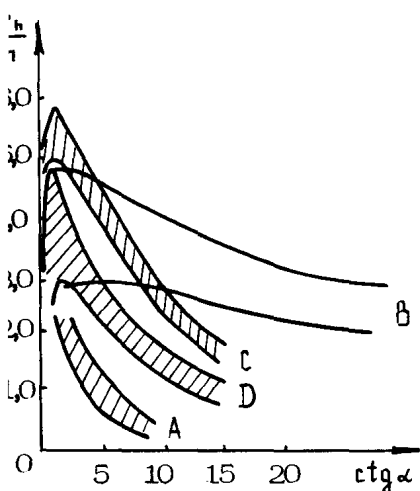
где κ и β зависят от α , кроме того, κ зависит от глубины, уменьшаясь с ее убыванием. При рассмотрении приведенных [153] графиков и эмпирических формул становится очевидным, насколько полезен параметр Π для обобщения данных о накате.

Аналогично (9) выражена высота наката в работах [153, 175]. По приведенным в них табличным данным мы построили график зависимости L_h/h_0 от параметра $\Pi = 0,24 \operatorname{ctg} \alpha \sqrt{\gamma}$. Получилась кривая с максимумом высотой 3,6. В работе [170] эксперименты проведены в канале длиной 60 м, шириной 11 м и глубиной 1 м на откосах $20 < \operatorname{ctg} \alpha < 100$ с периодическими и одиночными волнами. Отмечается большой разброс экспериментальных точек. при фиксированном Π он может быть от 2 до 4,5. Максимум не был отмечен авторами. В работе [41] тоже нет максимума на кривой зависимости L_h/h_0 от Π . По-видимому, это связано с тем, что в [41, 170] не были сделаны измерения наката именно в той области значений Π (0,10 ÷ 0,15), где весьма вероятны максимальные накаты. Эксперименты [73] выполнены в лотке длиной 15 м, шириной 0,4 м с одиночными волнами на гладком откосе при глубине воды 6 – 14 см. Авторы пришли к выводу, что относительная высота наката имеет максимум, равный 3,2, при значении параметра $\Pi = 0,4 \div 0,6$. Кроме высоты наката, измерены высота на уресе и понижение уровня при откате. Любопытно, что все три относительные величины во всем диапазоне изменения аргумента Π измерены с одинаковым разбросом, определяемым шириной линий на графике. При этом относительная ошибка изменяется от нескольких процентов при определении высоты наката до сотни процентов при определении отката. Разброс при определении наката в работе [73] существенно меньше, чем у других исследователей, например в тщательных экспериментах Тогаши. Эксперименты многих авторов показывают, что процесс набегания солитоноподобных волн имеет в значительной мере случайный характер. Разброс точек при повторных опытах достигает $\pm 25\%$. Наиболее флук-

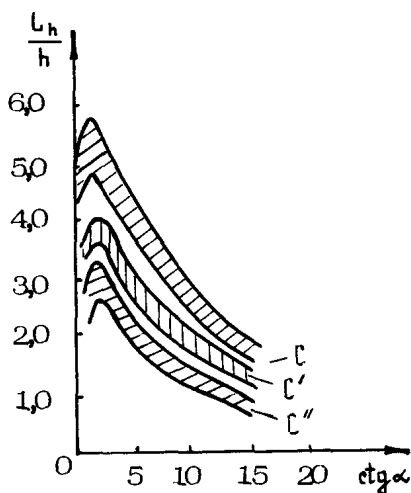
уирующей величиной является высота воды на уресе. Причи-
 ы изменчивости этой величины и высоты заплеска заключе-
 ы в природе процесса обрушения волн. Процесс этот сложен
 проявляется разнообразно [51,123], от бурного опрокиды-
 ания гребня с образованием пенистого аэрированного потока
 о относительно спокойного стекания некоторого объема с
 ребня и уменьшения его высоты.

Вблизи предельного значения параметра Π разрушение вол-
 ы может произойти и не произойти. Кроме того, волна мо-
 ет разрушиться до уреза, на уресе или на сухом берегу,
 ричем характер разрушения может быть различным. Все это,
 есомненно, и сказывается на разбросе измеренных значений
 ысот волн на уресе и высоты заплеска.

Интересно сравнить экспериментальные данные по высоте
 аката одиночных волн, солитоноподобных, ветровых и бора
 рис.9). Накат ветровых волн существенно ниже, чем осталь-



а)



б)

Р и с 9 Сравнение относительной высоты наката для волн разных
 типов а – ветровых (А), бора (В), одиночных волн на гладком
 откосе (С), волн солитонного типа (D); б – влияние шероховато-
 сти откоса на накат одиночных волн С – гладкий откос, С' – ше-
 роховатый откос с закрепленной шероховатостью; С'' – откос
 с незакрепленной шероховатостью

ных. Кривые наката солитоноподобных волн, одиночных и бора в области максимума (при $\text{ctg} \alpha < 5$) перекрываются. Максимальная относительная высота наката составляет 4,3–5,6. Тот факт, что бор, одиночные и подобные им волны дают в эксперименте близкие значения высоты наката, подтверждают справедливость утверждения, сделанного в теории [59], что расхождения в накате волн в виде импульсов различной формы мало различаются между собой (в пределах 15%).

2. ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОГО НАКАТА ЦУНАМИ НА ПЛОСКИЙ БЕРЕГ

В подавляющем большинстве экспериментальных работ (за исключением [41,170]) показано, что кривая вертикального наката, нормированная на начальную высоту волны, имеет максимум при некотором значении отношения длины шельфа к длине падающей волны $\rho_w/\lambda_0 = \Pi^*$. Значение Π^* является предельным в том смысле, что разделяет две области наката. при $\Pi < \Pi^*$ накат происходит без обрушения, а при $\Pi > \Pi^*$ – с разрушением волн. Интересно сравнить экспериментальные кривые наката волн $L_h/h_0 = f(\Pi)$ с теоретической кривой Маэзовой и Пелиновского [59] в области неразрушающихся волн. Теория предназначена для описания изменений приходящих из океана линейных волн цунами на береговом откосе. Волны цунами в океане действительно можно считать линейными, ибо параметр нелинейности их очень мал ($\gamma \approx 0,001$). При сравнении данных лабораторных экспериментов по накату неразрушающихся волн с теоретической кривой оказывается, что экспериментальные точки [42] лежат выше ее и концентрируются в области значений $\Pi < 0,16$, где теория дает постоянное значение $L_h/h_0 = 2$. В области $\Pi > 0,16$ даже тенденция изменения L_h/h_0 с ростом Π противоположна предсказываемому теорией. Это означает, что в этой области значений Π волны, возбужденные на лабораторных установках, уже разрушаются и сравнивать их накат с теоретическим не имеет смысла.

В чем же причина несовпадения теории с результатами лабораторных экспериментов? В значительной нелинейности экспериментальных волн уже на "глубокой воде", т.е. до выхода на откос. Волны в эксперименте характеризуются значительно большими величинами параметра нелинейности $\gamma = 0,1 \div 0,4$, чем цунами в открытом океане, где $\gamma \approx 0,001$.

Величина же Π^* существенно зависит от γ . Эксперименты и теория показывают, что Π^* уменьшается с ростом γ . Согласно [80]

$$\Pi^* = 0,1 \gamma^{-0,4} \quad (10)$$

Нетрудно показать, что (10) почти совпадает с условием разрушения (2), полученным по экспериментальным данным [153]. В самом деле, подставляя в условие (10) вместо Π выражение (8), получаем:

$$0,24 \operatorname{ctg} \alpha \gamma^{0,5} = 0,1 \gamma^{-0,4},$$

или

$$(\operatorname{ctg}^{10/9} \alpha \gamma)_{\text{кр}} \geq 0,40$$

Зная предельное значение Π_m^* для экспериментальной модели и соответствующую величину γ_m и задавая величину γ_n для природы, найдем предельное значение Π_n^* для океана:

$$\Pi_n^* = \Pi_m^* \left(\frac{\gamma_m}{\gamma_n} \right)^{0,4} \quad (11)$$

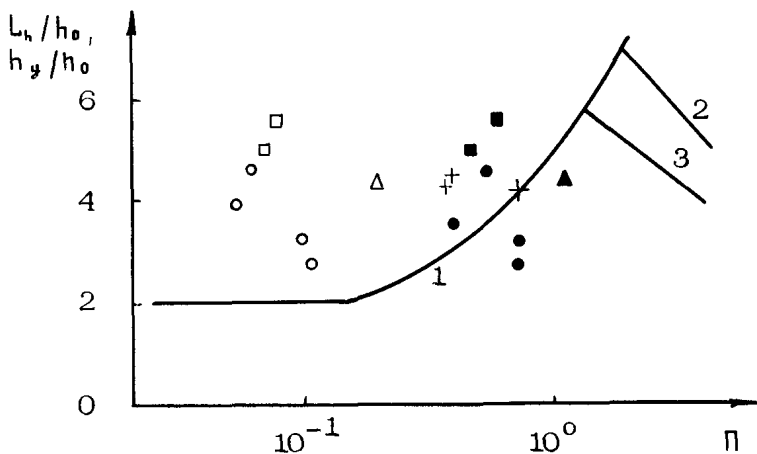
По этой формуле рассчитаем предельные значения Π_n^* в океане, соответствующие найденным экспериментально максимальным высотам заплеска. Пересчет экспериментальных данных [42] дает $0,4 \leq \Pi_n^* \leq 1,3$. На рис.10 произведено смещение экспериментальных точек в область соответствующих им значений параметра Π_n^* в природе. На том же рисунке приведены точки для одиночных волн по данным [44,141,176], а также теоретическая кривая [59]. Согласие теории и экспериментов вполне удовлетворительное. Средний разброс точек составляет $\pm 25\%$.

Пользуясь теорией [59,80], найдем максимальную относительную высоту наката волн цунами на плоский берег океана. Согласно нашим оценкам примем $\Pi_n^* = 1,3$. Подставим эту величину в формулу

$$L_h/h_0 = 5\sqrt{\Pi}$$

и получим $L_h/h_0 = 5,7$ для солитоноподобных волн, а для непериодических - 10.

Вспомним, что зависимость высоты заплеска солитонных разрушающихся волн от Π выражается эмпирической формулой (6). Принимая, что максимум кривой $L_h/h_0 = f(\Pi)$ соот-



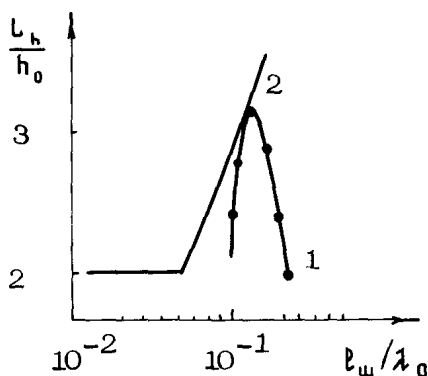
Р и с 10 Смещение положений максимумов L_h/h_0 (○ □ △ ● ■ ▲) и h_y/h_0 (+) при переходе к натурным значениям γ_H и Π_H
 1 – расчет по формуле (12), 2 и 3 – расчет по формуле (6) при $\gamma = 0,01$ и $0,03$ соответственно

ветствует точке пересечения кривых (12) и (6), находим максимальный заплеск $L_h/h_0 = 6,8$ и $\Pi^* = 1,9$ для волн, имеющих параметр нелинейности $\gamma_H = 1 \cdot 10^{-3}$. При $\gamma_H = 3 \cdot 10^{-3}$ накат $L_h/h_0 = 5,8$ и $\Pi^* = 1,4$. Таким образом, оценки максимума величины заплеска волн солитонного типа дают близкие значения. 5,7; 5,8; 6,8. Число 10, полученное для заплеска периодических волн согласно [59], является, по-видимому, верхним пределом относительной величины заплеска цунами на плоский откос вне зависимости от того, происходит ли накат с разрушением или без него.

3 ВЫСОТА НАКАТА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛН

Исследование наката периодических волн выполнено в стеклянном лотке размерами 6,7x0,20x0,40 м. Период генерируемых волн составлял от 0,8 до 13 с, длина 40 – 250 см. Глубина воды в разных опытах была 4, 8, 10 и 16 см. При фиксированной глубине воды и наклоне откоса проводилась серия опытов с волнами различных периодов. Затем опыты проводились при другом угле наклона и других глубинах. Зависимость величины заплеска от периода определялась для

ервой, второй и третьей волн в цуге и для установившегося процесса. Типичной является кривая высоты наката для первой волны в цуге (рис.1.1). При увеличении ν_{ω}/λ_0 за счет

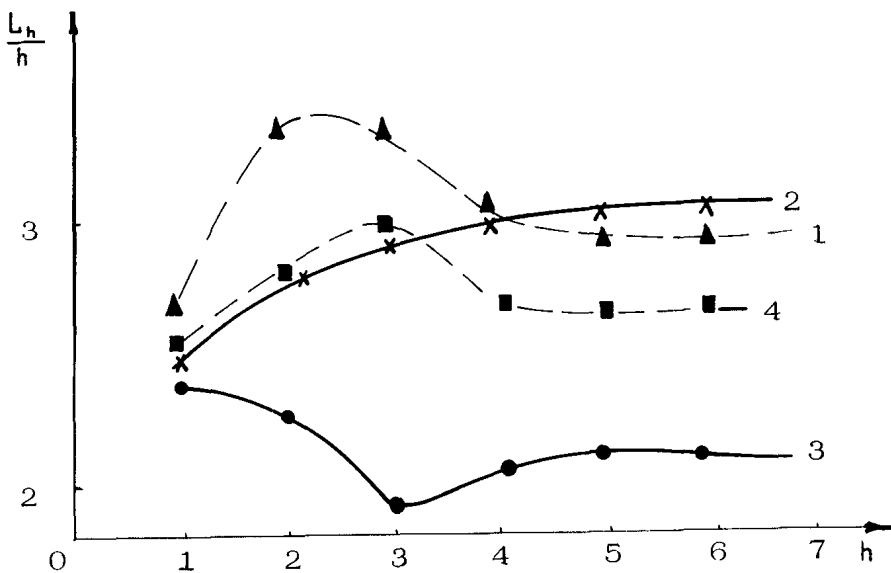


Р и с 11 Высота заплеска L_h/h_0 для периодических волн 1 – экспериментальные значения при глубине 8 см ($\text{tg } \alpha = 0,23$), 2 – теоретический расчет по формуле (12)

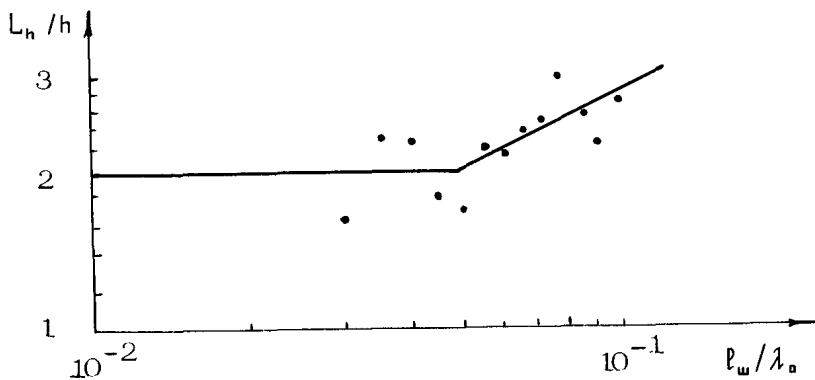
возрастания периода сначала наблюдается рост высоты наката, достигается максимум и затем наблюдается уменьшение L_h/h_0 . Точка максимума экспериментальной кривой ложится на теоретическую кривую [59]. Накат нескольких первых волн зависит от номера волны в цуге и глубины жидкости. Как правило, наибольшую высоту максимума заплеска дают вторая или третья волны, далее высота заплеска уменьшается и с четвертой или пятой волны выходит на стационарный уровень (рис.1.2), не изменяющийся при дальнейшем увеличении номера волны. Накат установившихся волн, представленный на рис.1.3, удовлетворительно (в пределах $\pm 6\%$) согласуется с теорией [59,80]. Наибольшее отклонение наблюдается в области малых Π (0,04 – 0,06). Эти эксперименты проведены при $0,01 < \gamma < 0,05$.

4 ВЫСОТА ПОДЪЕМА ВОДЫ НА УРЕЗЕ

Для солитоноподобных волн авторами исследована зависимость относительной высоты подъема воды на урезе h_{ψ}/h_0 от параметров волн и откоса. Как и в предыдущих разделах, наиболее оптимальной формулой представления результатов явилось выражение зависимости h_{ψ}/h_0 от того же параметра



Р и с 12 Зависимость L_h/h_0 от номера волны в пути для различных периодов 1 - 1,2; 2 - 1,8; 3 - 1,9; 4 - 12,5 с

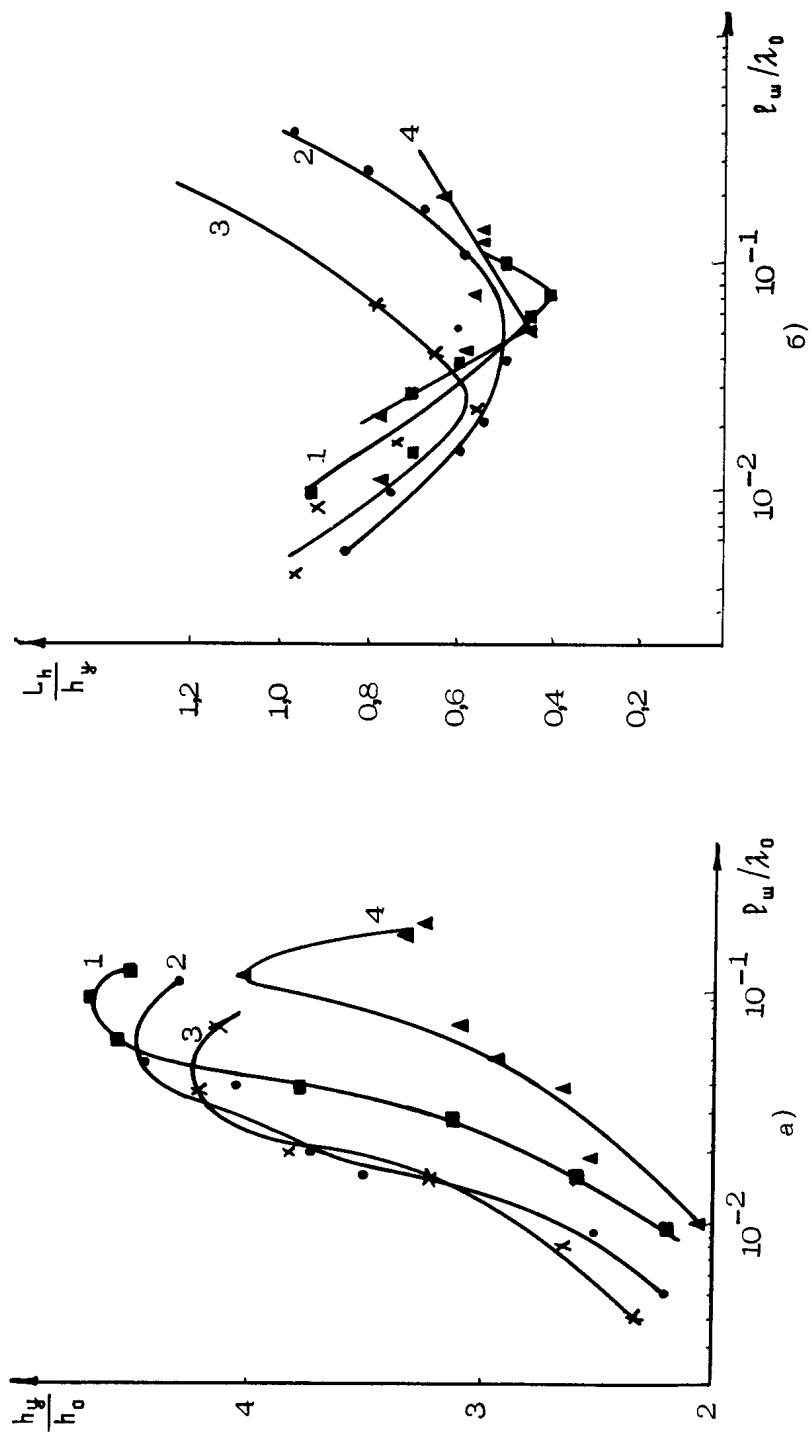


Р и с 13 Зависимость высоты наката установившихся периодических волн от p_w/λ_0 . Линия соответствует расчету по формуле (12)

$= \ell_{ш} / \lambda_0$ (рис.14). Вначале с увеличением Π величина h_y/h_0
возрастает, достигает максимума (до 4,5) при $0,03 < \Pi < 0,09$
, далее убывает в области более пологих откосов (рис.14,а).
Величина максимума h_y/h_0 слабо зависит от формы волны.
На рис.14,б представлено отношение высоты заплеска к вы-
соте волны на урезе, имеющее минимум в области тех значе-
ний Π , где L_h/h_0 и h_y/h_0 имеют максимумы. Объяснить вы-
шеуказанные экспериментальные факты можно совокупным дей-
ствием двух механизмов, препятствующих нарастанию высоты
волны в зоне уменьшающихся глубин и заплеску воды на су-
хой берег, — отражением и разрушением волн. В диапазоне
крутых откосов и малых Π основным из этих механизмов
является отражение. Коэффициент отражения максимален на
вертикальной стенке (~ 1) и уменьшается с возрастанием Π
(см. рис.5) до 0,6 при $\Pi = 0,1$. При этом высоты h_y и L_h
растут. Однако по мере уменьшения крутизны откоса и роста
 Π начинает проявляться эффект разрушения волн сначала на
сухом берегу, затем на урезе воды и на подводном откосе.
Разрушение сопровождается диссипацией энергии. Пока Π ,
возрастая, остается достаточно малым, разрушение будет про-
исходить только на сухом берегу и препятствовать росту вы-
соты заплеска, но не высоты волны на урезе. При этом от-
ношение высоты заплеска к высоте на урезе уменьшается.
При дальнейшем росте Π обрушение начинает происходить
на урезе, а затем и на подводном откосе. Это приводит преж-
де всего к уменьшению высоты волны на урезе и более сла-
бому уменьшению высоты заплеска, что и отображают пра-
вые ветви кривых на рис.14. Наблюдаемое на графиках рас-
положение экстремумов находится в согласии с приведенным
объяснением. минимум отношения L_h/h_0 смещен в область
меньших значений Π , чем те, на которые приходится макси-
мумы L_h/h_0 и h_y/h_0

Согласно теории [59] на откосах без разрушения высота
воды на урезе пропорциональна квадратному корню из Π . Ка-
чественно этот вывод подтверждается измерениями. Количе-
ственного совпадения нет, так как нелинейность волн в лотке
весьма значительна, а теория предназначена для линейных
волн, которым гораздо лучше соответствуют цунами в глубо-
ком океане.

Сделаем пересчет значений Π_m^* , соответствующих макси-
мумам воды на урезе на экспериментальной установке, на на-
туру по тому же методу, что и для заплеска. Для четырех



Р и с. 14. Относительная высота солитоноподобных волн на урезе (а) и высота заплеска, отнесенная к высоте на урезе (б) Точки 1, 2, 3, 4 соответствуют волнопродукторам № 1, 2, 3, 4

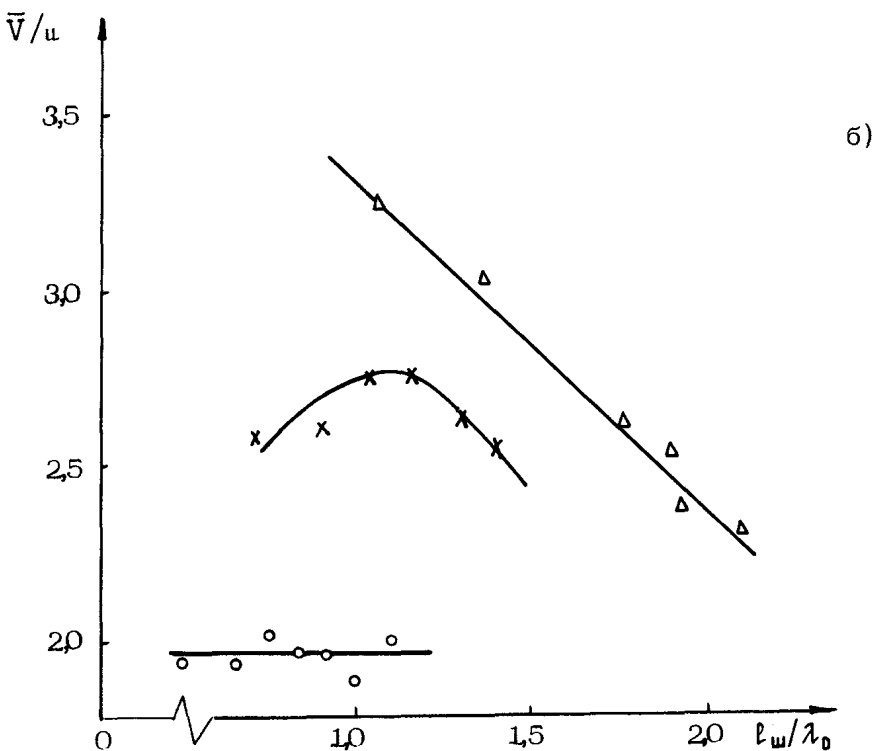
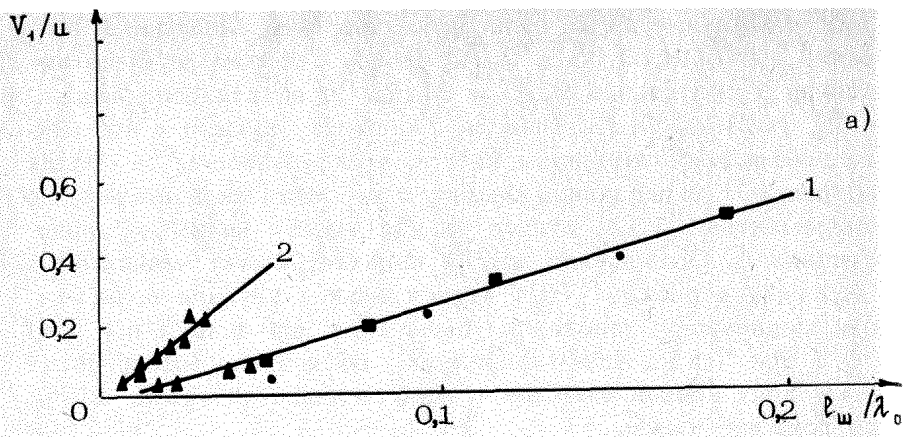
идов солитоноподобных волн были получены следующие значения Π_n^* : 0,08; 0,035; 0,02; 0,05. Соответствующие им значения γ составляли 0,25 – 0,12. Пересчитанные значения $\Pi_n^* = 0,38 \div 0,82$. Вместе с соответствующими им относительными высотами воды на урезе они нанесены на график см. рис.10) и оказались близки к теоретической кривой. По экспериментам [152] относительная высота волны на урезе достигала 4. Совершенно другой характер имеет зависимость $h_1/h_0 = f(\Pi)$ в работе [73]. относительная глубина воды на урезе медленно и монотонно убывает от значения 2 при $\Pi = 0$ до 0,5 при $\Pi > 2$. Какое физическое объяснение можно дать такому ходу кривой изменения высоты воды на урезе, остается пока не ясным.

5. СКОРОСТИ НАКАТА И ОТКАТА ВОЛН

Скорости наката волн цунами на берег и отката представляют большой интерес для защиты от цунами и цунамирайонирования. Проведенные авторами эксперименты позволили определить средние скорости наката и отката волн по величине максимального заплеска и времени, за которое он достигался.

Рассмотрим горизонтальные составляющие средних скоростей наката V_1 и отката V_2 периодических волн, нормированные на величины соответствующих скоростей частиц в волне $= \gamma c$, где $c = \sqrt{g(H_0 + h_0)}$. На рис.15,а представлена зависимость V_1/c от Π для первой и второй волн в цуге. Эта зависимость имеет линейный характер и может быть аппроксимирована в виде $V_1/c = \kappa_1 \Pi$, где для первой волны в цуге $\kappa_1 = 2,6$, а для второй и последующих – 5,5. Скорость второй волны превышает первую. По-видимому, это объясняется тем, что первая волна, двигаясь по сухому берегу, создает смазу для второй. Скорости отката могут быть выражены аналогично: $V_2/c = \kappa_2 \Pi$, где $\kappa_2 = 2$ для первой волны и $\kappa_2 = 4$ для последующих волн. Скорости наката периодических волн несколько превышают скорости их отката.

В экспериментах с одиночными волнами определялись мгновенные (V) и средние (\bar{V}) скорости набегания воды на берег посредством плановой кино съемки со скоростью 24 кадра в секунду. В кадре фиксировался участок откоса от 1 до 2,5 м в разных опытах. Координатная сетка имела шаг 5 см. За мгновенную принималась скорость перемещения воды в течение времени $\Delta t = 0,05$ с. Для расчета средней скорости опре-



Р и с 15. Средние скорости пакета волн без обрушения (а) 1 – первая волна в цуге; 2 – вторая волна. Зависимость средних скоростей наката для единичных волн с обрушением (б) $\text{ctg } \alpha$ равен \triangle – 0,44, \blacksquare – 1,07; \bullet – 2,36; \triangle – 15, \times – 10; \circ – 7

ялось время с момента прохождения уреза воды до остановки потока на откосе. Зависимость относительной средней горизонтальной скорости \bar{V}/u наката волн на откос от β представлена на рис.15,6. Видна сильная зависимость скорости от угла наклона откоса, поскольку точки, соответствующие разным $\text{ctg } \alpha$, ложатся на отдельные кривые. С возрастанием угла наклона откоса горизонтальные скорости уменьшаются. Большие абсолютные значения скоростей наката ($> 2u$) объясняются тем, что на рассмотренных откосах глыбы разрушаются (или близки к разрушению) и превращаются в поток. При этом суммарная энергия волн (кинетическая и потенциальная) превращается в кинетическую энергию потока.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ДЛИННЫХ ВОЛН НА СПЛОШНЫЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПРЕГРАДЫ

М.И.Железняк

В проблеме оценки воздействия цунами на преграды важное место занимает разработка методов расчета наката волн на морские оградительные сооружения и другие сплошные объекты вертикального профиля, расположенные в море. Естественной схематизацией для таких расчетов служит задача о взаимодействии цунами с вертикальной стенкой. Цунами в прибрежной зоне аппроксимируются либо длинной волной, либо развитым бором. В данной статье рассматривается воздействие на стенку только возмущений первого типа. Соответствующие расчеты для бора представлены в настоящем сборнике в статье А.В.Мишуева.

Для волн импульсного типа взаимодействие со стенкой эквивалентно встречному столкновению волн равной амплитуды. Для длинных нелинейных волн такие задачи начали исследоваться сравнительно недавно. В работе [101] накат на стенку одиночных волн рассчитывался на основе численного решения уравнений Навье–Стокса конечно–разностным методом маркеров на сетке. Асимптотические разложения различного порядка использовались для решения той же задачи в работах [17,167] на основе нелинейной постановки для идеальной жидкости (уравнения (7) – (10) первой статьи настоящего сборника). Непосредственные численные решения задачи в такой постановке получены [120] на основе метода, использующего преобразование Фурье по пространственным координатам и конечно–разностную схему по времени. Простая и неплохо согласующаяся с экспериментами формула для расчета максимального заплеска на стенку выведена при решении уравнений мелкой воды в Римановых инвариантах [69]. В работе [27] и затем [130,167] показано, что характерные чер-

и взаимодействия одиночных волн со стенкой хорошо описываются численными решениями уравнений длинноволнового линейно-дисперсионного приближения, не ограниченных условием малости высот волн. Уравнения этой модели и особенности их вывода рассмотрены в первой статье настоящего сборника.

Во всех перечисленных работах основное внимание уделялось расчетам характеристик профиля свободной поверхности и скорости у стенки. Из параметров силового воздействия определялись только максимальные значения суммарной силы опрокидывающего момента [120], а также значения давления в момент максимального заплеска при падении на стенку одиночных волн малой амплитуды [17]. Пространственно-временные распределения давления оценивались только по экспериментальным данным [15,31].

В настоящей работе, в развитие подхода [27], на основе численных решений уравнений длинноволнового нелинейно-дисперсионного приближения рассматриваются распределения силовых характеристик, обусловленных воздействием длинных волн на вертикальную стенку, и оценивается вызванный волнами размыв дна у подножия стенки.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МЕТОД РЕШЕНИЯ

Как показано ранее в первой статье настоящего сборника, во всем реальном диапазоне изменения амплитуд поверхностных волн трансформация профиля свободной поверхности $\zeta(x, t)$ и средней по глубине скорости $u(x, t)$ в длинноволновом нелинейно-дисперсионном приближении описывается уравнениями

$$(h u)_t + \left(h u^2 + \frac{g h^2}{2} R - \frac{h^3}{3} R - \frac{h^2}{2} Q \right)_x = \quad (1)$$

$$= d_x \left(g h - \frac{h^2}{2} R - h Q \right) - C_f u |u|,$$

$$h_t + (h u)_x = 0, \quad (2)$$

где

$$R = u_{xt} + u u_{xx} - u_x^2, \quad Q = (u_t + u u_x) d_x + u^2 d_{xx}, \quad h = d + \eta,$$

d - глубина жидкости, τ_f - коэффициент донного трения. В уравнении (1) опущены малые в рассматриваемой задаче члены, описывающие горизонтальный турбулентный обмен.

Распределение давления по глубине без учета нормальных компонент тензора напряжений в этой модели описывается формулой

$$\frac{p}{\rho g d} = \frac{\eta - z}{d} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{h}{d} \right)^2 - \left(\frac{z}{d} + 1 \right)^2 \right] \frac{Rd}{g} - \frac{\eta - z}{d} \frac{Q}{g}, \quad (3)$$

где ось z направлена вниз от невозмущенного уровня жидкости. Динамическая составляющая давления определится отсюда как

$$p_* = \begin{cases} p & \text{при } z \geq 0, \\ \rho + \rho g z & \text{при } z < 0 \end{cases}$$

Тогда с помощью соотношения (3) можно вычислить силу динамического воздействия на вертикальную стенку

$$\frac{F}{\rho g d^2} = \frac{1}{\rho g d^2} \int_{-d}^0 p_* dz = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{h}{d} \right)^2 - 1 \right] - \frac{1}{3} \left(\frac{h}{d} \right)^3 \frac{Rd}{g} \quad (4)$$

и опрокидывающий момент относительно ее подошвы

$$\frac{M}{\rho g d^3} = \frac{1}{\rho g d^3} \int_0^{\eta} p_* x' dz' = \frac{1}{6} \left[\left(\frac{h}{d} \right)^3 - 1 \right] - \frac{1}{8} \left(\frac{h}{d} \right)^4 \frac{Rd}{g}, \quad (5)$$

где $x' = z + d$, $Q = 0$

Уравнения (1), (2) могут быть использованы для расчета трансформации волн над размываемым дном в связи с малыми скоростями донных деформаций ($d_t \ll \eta_t$). Отметим дна в пренебрежении локальными изменениями концентрации взвешенных наносов определяются из уравнения деформаций [13]

$$d_t - \frac{1}{1-\lambda} q_x = 0, \quad (6)$$

где q - удельный расход наносов, λ - пористость дна.

Построено большое число полуэмпирических формул, связывающих q с динамическими характеристиками потока. Практически все они указывают на увеличение q с ростом значений параметра Шилдса

$$\Psi = \frac{\tau}{(\rho_s - \rho) g D} = \frac{[\zeta_f u |u|]}{(\rho_s - \rho) g D}, \quad (7)$$

где τ — донное касательное напряжение, ρ_s — плотность частиц, D — их диаметр. Здесь будет использоваться формула [139], прошедшая апробацию по данным измерений в волновом потоке:

$$q = \omega D \frac{3}{2\sqrt{\Psi_c}} \left\{ (\Psi - \Psi_c)(\sqrt{\Psi} - 0,7\sqrt{\Psi_c}) \frac{|u|}{u} + \right. \\ \left. + d_x [\Psi^{3/2} - 0,35\sqrt{\Psi_c}(\Psi + \Psi_c)] \right\}, \quad (8)$$

где ω — гидравлическая крупность частиц, Ψ_c — критическое значение параметра Шилдса, принятое в расчетах равным 0,047. Необходимые для замыкания задачи значения донного касательного напряжения $[\zeta_f]$ могут быть определены по известным полуэмпирическим формулам, связывающим $[\zeta_f]$ с коэффициентом шероховатости λ или с параметром Россби.

Система уравнений (1) — (8) позволяет рассчитывать трансформацию волн, силовые характеристики и переформирования дна при воздействии волн на сооружения различного профиля. Поэтому представленные ниже результаты расчета воздействия волн на вертикальную стенку представляют интерес не только как решение практически важной задачи, но и как этап тестирования развиваемой модели.

Граничные условия на стенке следуют из условий непротекания ($u = 0$) и симметрии ($\rho_x = 0$). С учетом (3) они формулируются

$$x = L; \quad u = 0; \quad \rho_x = 0, \quad u_{xx} = 0 \quad (9)$$

При анализе воздействия на стенку отдельных волновых импульсов параметры падающей волны задавались начальными условиями для функций h и u на отрезке $x_0 - \lambda_0/2 \leq x \leq x_0 + \lambda_0/2$, тогда как в остальной части расчетной области полагалось $\rho = u = 0$. Во входном створе $x = 0$ ставились условия пропускания, а начальное возмущение представлялось в виде одиночной волны

$$\frac{h(0, x)}{d_0} = 1 + \alpha \operatorname{ch}^{-2} \left[\sqrt{\frac{3\alpha}{4(1+\alpha)}} \frac{x - x_0}{d_0} \right],$$

$$u(0, x) = (\eta/h) \sqrt{g d_0 (1+\alpha)} \quad (10)$$

или синусоидального импульса

$$\frac{h(0, x)}{d_0} = 1 + \alpha \sin \frac{\pi}{\lambda_0} \left(x - x_0 + \frac{\lambda_0}{2} \right),$$

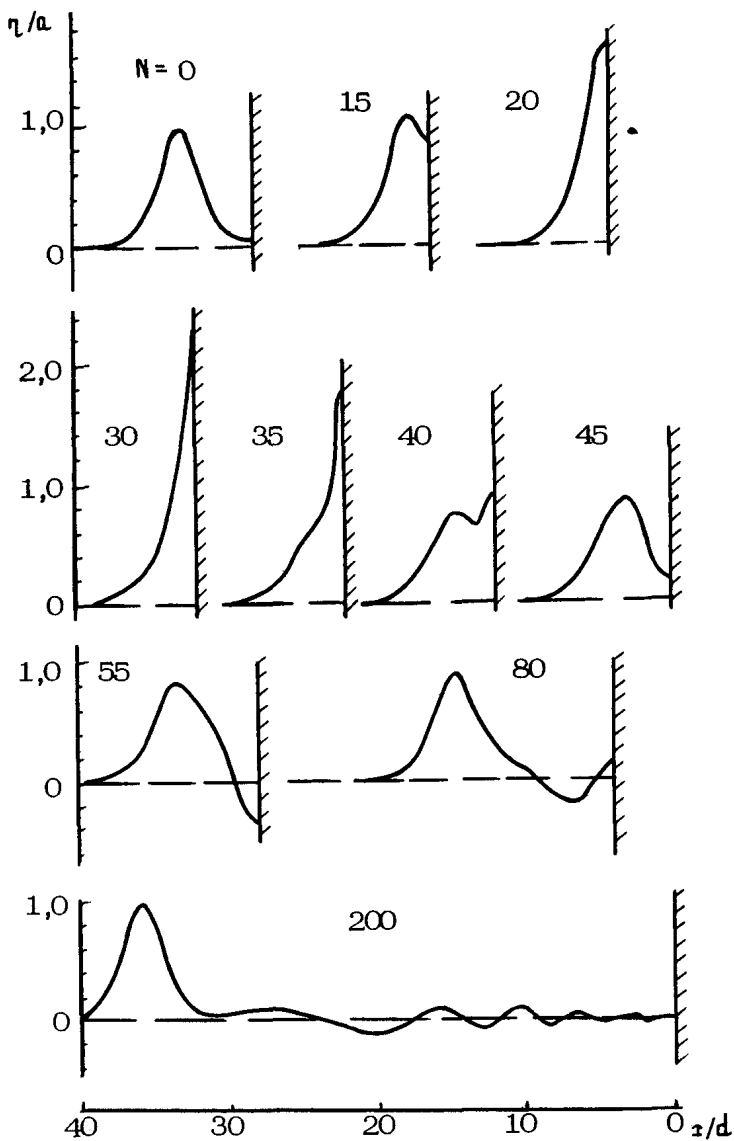
$$u(0, x) = 2 \sqrt{g h} - \sqrt{g d_0} \quad (11)$$

Одинокая волна (10) соответствует точному решению уравнений (1), (2) при $d_x = \zeta_f = 0$. Ее характерная длина при задании начальных условий (10) определялась соотношением $\eta(x_0 \pm \lambda/2) = 10^{-3} a$. Здесь $\alpha = a/d_0$ — относительная начальная амплитуда волны, связь между u и h (11) задана в соответствии с Римановым инвариантом для уравнения мелкой воды [69].

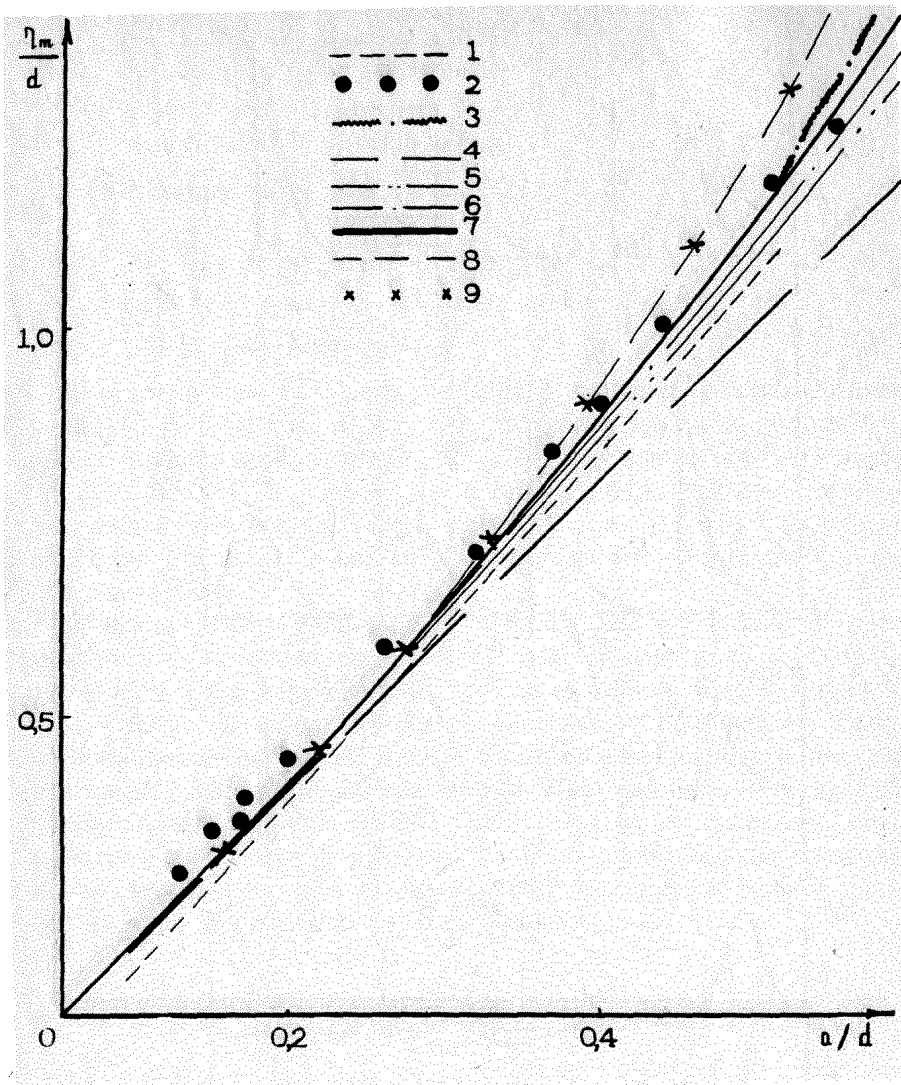
Решение сформулированной начально-краевой задачи отыскивалось с помощью трехслойной конечно-разностной схемы типа предиктор-корректор [27]. Схема имеет второй порядок точности по временной и пространственной координате. Вычислительная дисперсия схемы понижена введением в нее специальных членов, структура которых определена методом дифференциальных приближений [101]. Параметры силового воздействия на стенку рассчитывались по односторонним конечно-разностным аппроксимациям второго порядка формул (3)–(5) в ходе численного решения задачи.

2. УРОВЕНЬ ВОДЫ У СТЕНКИ

Как уже отмечалось, профиль свободной поверхности одиночной волны, взаимодействующей со стенкой, рассчитывался на основе уравнений (1), (2) при $d_x = \zeta_f = 0$ в работах [27, 130]. При этом было показано, что в результате взаимодействия волны большой амплитуды со стенкой их параметры изменяются, причем относительная величина этих изменений возрастает с увеличением амплитуды падающей волны. Если при малых α картина взаимодействия практически симметрична относительно момента максимального заплеска, то в представленном на рис.1 случае ($\alpha = 0,7$) эта симмет-



Р и с 1 Профиль свободной поверхности в различные моменты времени взаимодействия одиночной волны с вертикальной стенкой
 $\alpha = 0,7, \Delta t = 0,16 \sqrt{\alpha_0/g}$



Р и с. 2. Максимальное возвышение свободной поверхности у стенки в зависимости от амплитуды одиночной волны. Экспериментальные данные: 1 - Загрядская [31], 2 - Максворси, 3 - Давлетшин [15], расчеты: 4 - формула (12), 5 - (14), 6 - (13), 7 - из уравнений (1), (2), 8 - Чен Стрит, 9 - Фентон [120].

рия существенно нарушается. При откате образуется двухпиковый профиль ($N = 40$), отсутствовавший в фазе наката. При отражении от стенки волна на малых расстояниях существ-

венно несимметрична и за гребнем следует ярко выраженная ложбина ($N = 55,80$). Со временем форма волны приближается к первоначальной, но полного восстановления ее не происходит – за одиночной волной тянется шлейф и осциллирующий “хвост” ($N = 200$). Аналогичные явления наблюдались при волнах большой амплитуды в лабораторных экспериментах Максворси. Как будет показано далее, несимметричность фаз наката на стенку и отката формирует специфические структуры параметров воздействия волн большой высоты на преграды.

Рассчитанная максимальная высота заплеска одиночной волны на стенку сопоставлена (рис.2) с экспериментальными данными, с аналитическими решениями линейной теории

$$\frac{\eta_m}{d_0} = 2\alpha, \quad (12)$$

теории одиночных волн второго приближения

$$\frac{\eta_m}{d_0} = 2\alpha + \frac{\alpha^2}{2} \quad (13)$$

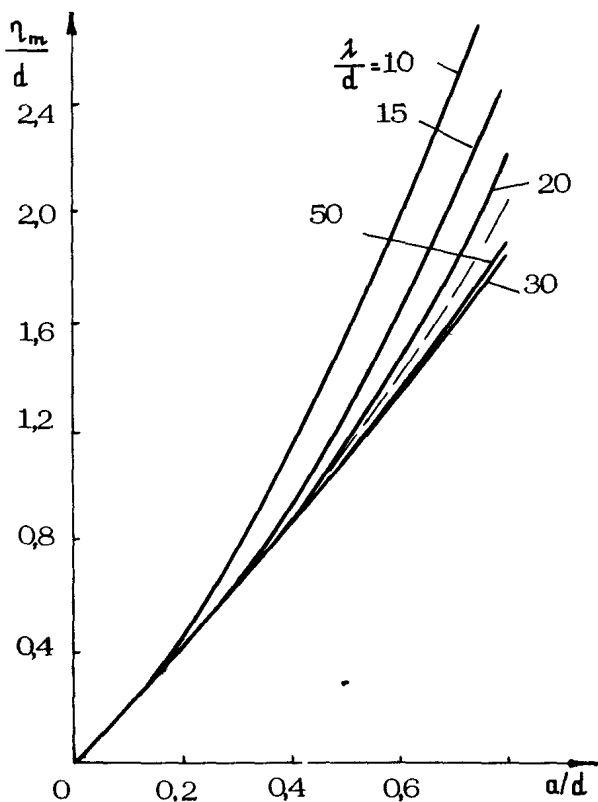
и нелинейной теории мелкой воды [69]

$$\frac{\eta_m}{d_0} = 4(1 + \alpha - \sqrt{1 + \alpha}), \quad (14)$$

а также с численными решениями Чена, Стрита и Фенгона [120]. Для удобства практического использования рассчитанная зависимость (кривая 7 на рис.2) аппроксимирована полиномом третьей степени, коэффициенты которого вычислены методом наименьших квадратов:

$$\frac{\eta_m}{d_0} = 1,99\alpha + 0,602\alpha^2 + 0,039\alpha^3 \quad (15)$$

Для синусоидальных импульсов (11) максимальный заплеск зависит от длины волны. С ростом λ , и соответственно с уменьшением параметра $\beta = d^2/\lambda^2$, уменьшается роль дисперсионных членов уравнений модели (1), (2), обуславливающих эту зависимость. Решение задачи при $\beta \rightarrow 0$ должно стремиться к решению уравнений нелинейной теории мелкой воды [69]. Зависимость интенсивности сближения таких решений от β прослеживается по результатам расчетов (рис.3), выполненных для синусоидальных импульсов, которые в начальный момент времени находились у подножия стенки. Полученная при решении уравнений (1), (2) зависимость $\eta_m(\alpha)/d$ в пределах точности графика совпадает с формулой (14) при $\lambda/d \gg 50$.

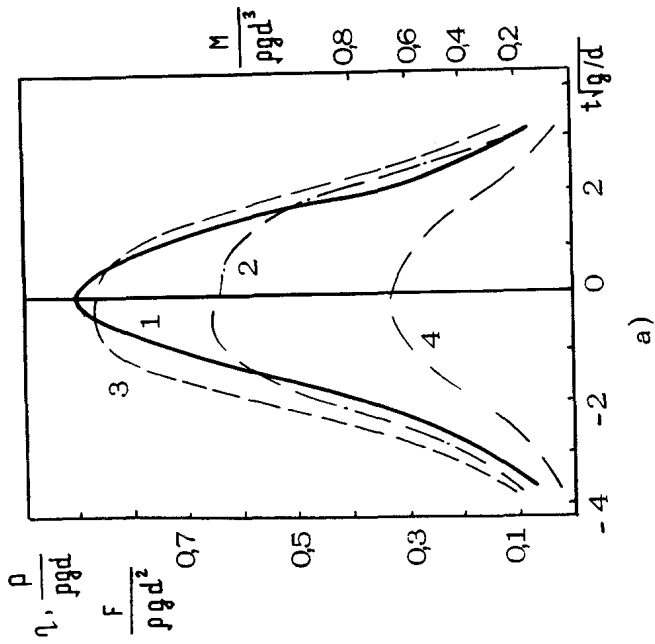
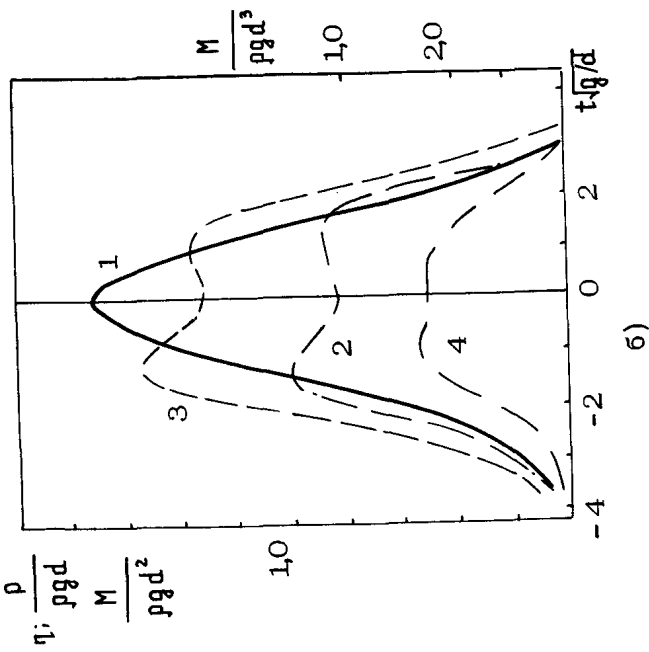


Р и с.3. Максимальное возвышение свободной поверхности у стенки в зависимости от амплитуды падающего синусоидального импульса и его длины Пунктир – результат для одиночной волны

3. СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛН НА СТЕНКУ

Рассчитанные хронограммы давления одиночных волн на стенку (рис.4) указывают на качественно различный характер распределения давления в волнах малой и большой высот. Если в первом случае изменения давления отслеживают ход уровня, то с возрастанием высоты волн (уже при $\alpha \approx 0,3$) максимум давления фиксируется на стенке раньше максимума возвышения, а при $\alpha > 0,4$ хронограммы давления имеют характерный двугорбый профиль с "провалом" вблизи момента максимума заплеска (рис.4,б).

Различие в хронограммах η и P обусловлено влиянием на давление вертикального ускорения жидкости у стенки, опи-



Р и с.4. Хронограммы возвышения свободной поверхности (кривые 1), давления на спойном уровне p (σ, t) (2), суммарной силы (3) и опрокидывающего момента (4) при воздействии на стенку одиночных волн амплитудой $\alpha = 0,4$ (а) и $\alpha = 0,7$ (б)

сываемого вторым членом формулы (3). В начальной стадии взаимодействия волны со стенкой этот дисперсионный член, имеющий порядок β , несколько увеличивает давление по сравнению с гидростатическим (рис.4), а в моменты времени, близкие к моменту максимального заплеска, — снижает. Поскольку для одиночной волны параметр β имеет порядок $\alpha/(1+\alpha)$, этот эффект усиливается с ростом высоты волны. Для волн большой амплитуды хронограммы давления заметно несимметричны — первый пик давления больше второго, что связано с отмеченным выше различием волновых характеристик в фазах наката на стенку и отката. Аналогичный характер распределения давления выявлен в лабораторных экспериментах [15,31]. Сравнение с этими данными (рис.5) показывает, что используемая модель позволяет не только адекватно описать основные качественные особенности процесса, но и дает довольно точные количественные оценки давления (измеренное максимальное давление [31] представлено здесь кривой с рис.3 и точками с рис.2 этой работы).

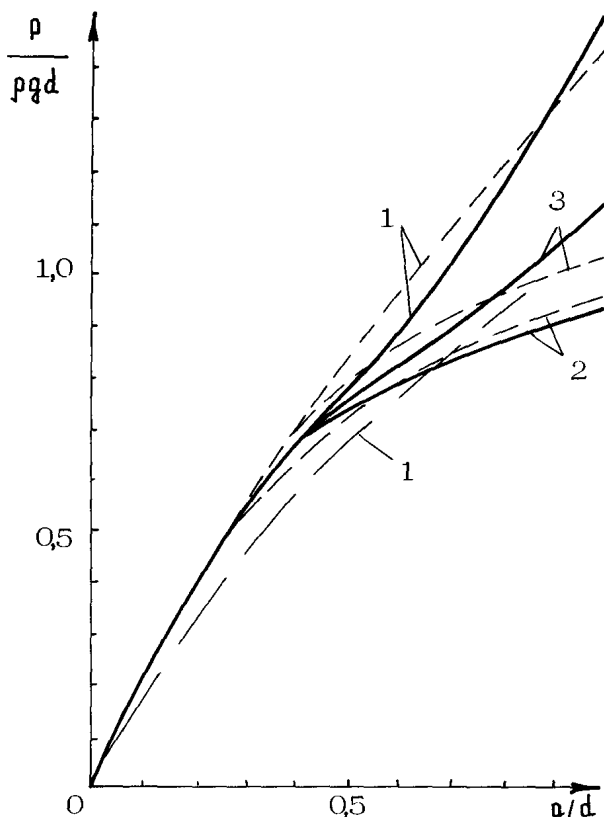
Распределения во времени суммарной силы, действующей на стенку, и опрокидывающего момента M относительно ее подошвы, вычисленные по формулам (4), (5) (см.рис.4), близки по форме к распределению давления, но максимумы $F(t)$ и $M(t)$ сдвинуты ближе к точке $t = 0$ по сравнению с максимумами давления $P(0, t)$.

Максимальные значения M и F при $\alpha \leq 0,4$ хорошо согласуются с результатами расчетов (рис.6), при $\alpha \approx 0,5$ отмечена потеря точности используемой методики [120]. В то же время результаты проведенных на основе уравнений (1) — (3) расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [15] даже при высотах волн, превышающих пороговое значение $\alpha = 0,8$, примерно соответствующее началу разрушения одиночных волн (см.рис.5). Такие возможности потенциальной модели (1) — (3), по-видимому, связаны с многократно отмеченным в экспериментах практическим совпадением распределения средних скоростей в волнах, разрушающихся по типу "расплескивающегося" буруна, и неразрушенных волнах большой амплитуды [155].

Результаты вычислений максимальных значений F и M в диапазоне высот волн $0 < \alpha < 1,0$ аппроксимированы полиномами

$$F = 2,26\alpha - 0,602\alpha^2 + 0,820\alpha^3, \quad (16)$$

$$M = 1,29\alpha + 0,690\alpha^2 + 0,352\alpha^3 \quad (17)$$



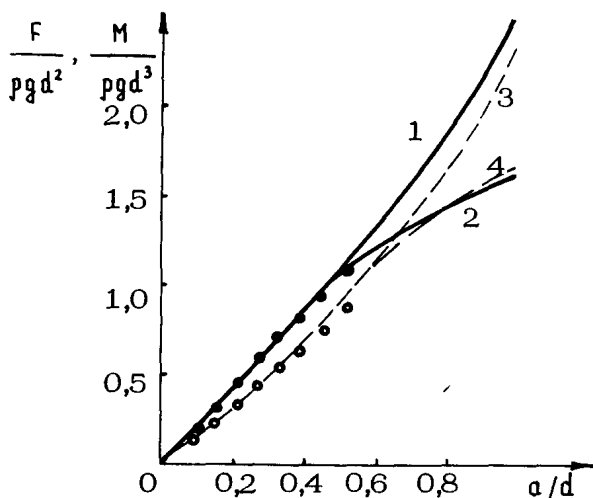
Р и с 5 Давление на уровне $Z = 0$ в зависимости от амплитуды одиночной волны по результатам расчета (сплошные кривые) и экспериментальным данным [15] (штриховые), [31] (штрих с точкой и точки) 1 – первый максимум давления, 2 – в момент наибольшего заплеска, 3 – второй максимум

При проведении практических расчетов воздействия волн на стенку иногда необходимы данные о распределении давления по глубине в моменты действия максимального давления $P(0,t)$ и максимальной суммарной силы. Полученные численные решения позволяют разработать упрощенную методику такого расчета. Соответствующие указанным моментам времени значения возвышения свободной поверхности определяются по аппроксимационным формулам

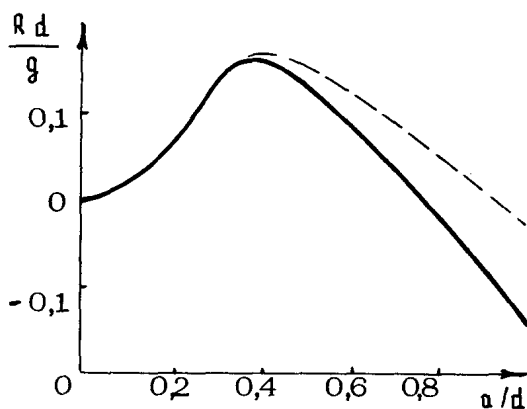
$$\eta_{g\beta} = 2,74\alpha - 2,11\alpha^2 + 0,590\alpha^3,$$

$$\eta_F = 2,67\alpha - 1,72\alpha^2 + 0,436\alpha^3$$

Затем по номограмме на рис.7 определяются значения безразмерного дисперсионного коэффициента давления $\frac{Rd}{g}$ в эти

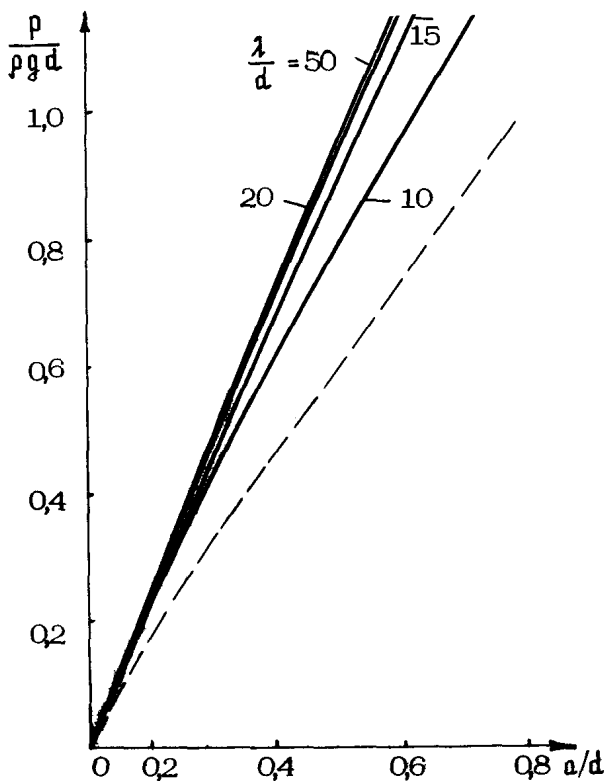


Р и с.6. Суммарная сила (сплошные кривые) и опрокидывающий момент (штриховые) в зависимости от амплитуды падающей волны 1,3 – максимальные значения, 2,4 – в момент наибольшего заплеска. Кружки – максимальные значения по расчетам [120]



Р и с.7. Дисперсионный коэффициент давления Rd/g в момент максимальных значений давления $P(o,t)$ (сплошная кривая) и максимальных значений силы (штриховая)

менты времени. Подстановка этих данных в формулу (3) $\alpha = 0$) позволяет рассчитать давление на любой глубине. Давление, развиваемое при падении на стенку синусоидальных импульсов (11) (рис.8), даже быстрее, чем возвышение свободной поверхности (см.рис.3), выходит на режим,



Р и с 8. Максимальное давление на стенку в зависимости от амплитуды и длины синусоидального импульса. Пунктир — результат для одиночной волны

лабо зависящий от параметра дисперсии β . Но этот результат получен при исходном расположении импульсов плотную к стенке. При распространении импульса на большие расстояния усиливается влияние его трансформации на развиваемое им давление на преграды. Этот процесс существенно зависит от начальной высоты волны, с увеличением которой, как показывает оценка [80], уменьшается характерная длина $L_{нд}$, на которой отличная от одиночной исходная волна существенно трансформируется под влиянием не-

линейных и дисперсионных эффектов

$$L_{н.д} = \frac{b}{\alpha} \lambda_0, \quad (20)$$

где коэффициент b для исходного синусоидального импульса имеет значение 0,22 [80].

Эта асимптотическая оценка иллюстрируется результатами расчетов (рис.9). Распространение исходной волны сопро-

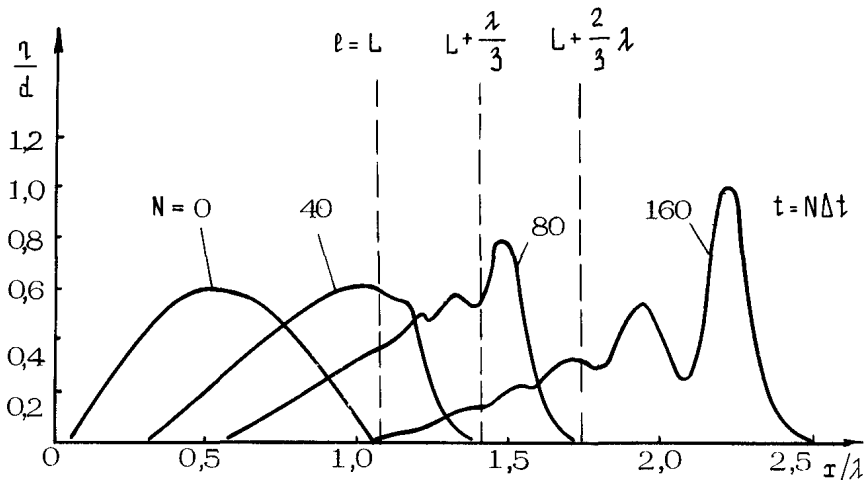
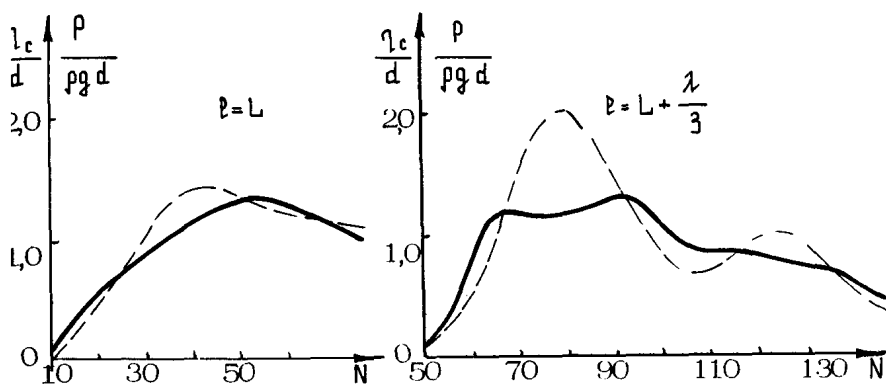


Рис 9 Трансформация профиля синусоидального импульса при $\alpha = 0,6$, $\lambda/d = 20$

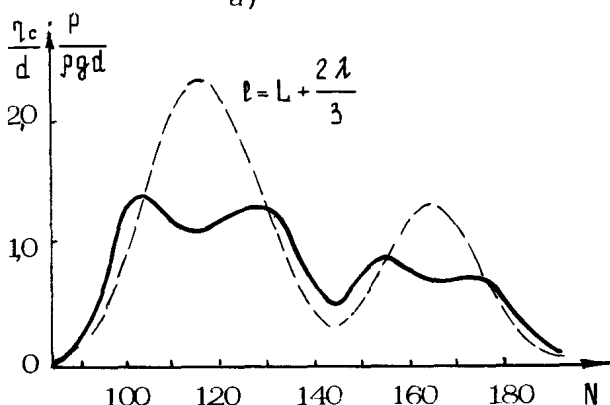
в дается выделением солитонообразных волн из первоначально синусоидальных, а затем несимметричных (крутой лоб, пологий тыл) возмущений.

Когда исходная волна располагалась почти вплотную к стенке ($l = L$), т.е. в таком же положении, как и при проведении расчетов, результаты которых представлены на рис.3 и 8, наблюдался только небольшой фазовый сдвиг между максимумами P и q при малом отличии этих безразмерных величин друг от друга (рис.10,а). При удалении исходной волны от стенки на расстояние равное трети длины волны (рис.10,б) распределение давления на стенке уже имеет двугорбый профиль, характерный для одиночной волны. Однако, в отличие от сформировавшегося солитона (см.рис.4), пока наблюдается превышение второго максимума давления над первым. Это отличие от "солитонного" распределения давления исчезает при удалении исходного импульса еще на треть длины волны от стенки (рис.10,в). Важно подчеркнуть, что



а)

б)



в)

Р и с 10 Хронограммы распределения давления $P(\sigma, t)$ (сплошные кривые) и возвышения свободной поверхности (штриховые) при расположениях стенки в сечениях представленных на рис 9

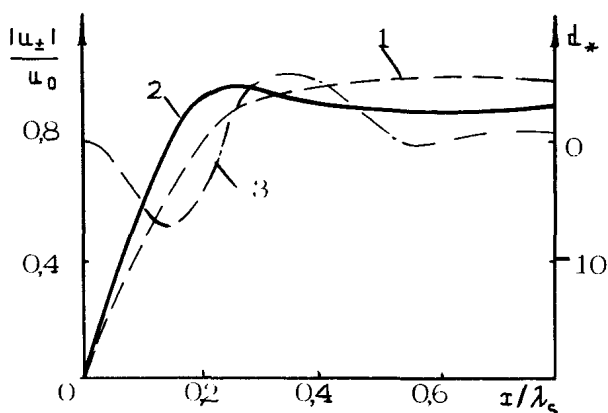
еще до полного выделения одиночной волны из исходного возмущения распределение давления на стенке уже существенно отклоняется от гидростатического закона по зависимостям характерным для одиночной волны.

В реальных условиях взаимодействие волны с преградой предшествует трансформации на шельфе. Форма волны перед стенкой будет зависеть от параметров падающей на границу шельфа волны и от профиля шельфа. Предварительная оценка воздействия цунами на стенку может быть выполнена по формулам (15) – (19), полученным для одиночных

волн. Для уточнения результатов в случаях особо важных объектов необходимо провести на основе уравнений (1), (2) численное моделирование трансформации волны при конкретных значениях распределения глубин на шельфе и при одновременном вычислении силовых характеристик по формулам (3) – (5).

4 РАЗМЫВ ДНА У СТЕНКИ

Изменение гидродинамической структуры волн большой амплитуды после взаимодействия со стенкой является определяющим фактором в формировании воронки размыва у подошвы стенки. Распределение амплитуд скорости одиночной волны, рассчитанное над горизонтальным неразмываемым дном при $\alpha_x = 0$ в зависимости от расстояния от стенки, представлено на рис.11. Эти результаты нормированы на начальную ампли-



Р и с 11 Зависимости амплитуды скорости в падающей u_+ (кривая 1) и отраженной u_- (2) одиночной волне, а также глубины после взаимодействия (3) от расстояния от стенки x/λ_s

туду скорости $u_0 = \alpha \sqrt{gd / (1 + \alpha)}$ и характерную длину одиночной волны $\lambda_s = 8 d \sqrt{(1 + \alpha) / \alpha}$. В этих переменных функции $|u_{\pm}(x/\lambda_s)| / u_0$ практически не зависят от β . При малых α к ней близка зависимость $|u_-(x/\lambda_s)| / u_0$, но с ростом α различие между графиками обеих функций увеличивается. Для представленного на рис.11 случая $\alpha = 0,7$

вблизи стенки существует зона отчетливо выраженного пре-
 зьншения скорости в отраженной волне над скоростью в па-
 дающей, что позволяет ожидать формирование воронки размыва
 при $L_* = \tau / \lambda_s \ll 0,3$. Такое предположение подтверждается
 результатами расчетов, выполненных на основе полной моде-
 ли (1), (2) (6) - (10) (кривая 3, рис.11). Здесь

$$d_* = \left(1 - \frac{d}{\sigma_s}\right) \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1\right) (1 + \alpha)^2 \alpha^{-3} L_*^{-3/2} \quad (21)$$

Вычисленное значение

$$L_* = \tau / \lambda_s = 0,24$$

практически не меняется при замене формулы для расхода
 Жансов (8) на значительно более простую формулу Мейера-
 Петера [13], что указывает на определяющую роль распреде-
 ления волновых параметров в формировании горизонтальных
 масштабов донных структур. Эксперименты, выполненные в
 волновом лотке Института гидромеханики АН УССР В.Н. Си-
 дорчуком и А.И. Суздальцевым, привели к значениям масшта-
 ба L_* , не более чем на 0,02 отличающимся от (21).

**ТРАНСФОРМАЦИЯ
ДЛИННОЙ ПРЕРЫВНОЙ ВОЛНЫ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКОЙ**

А В Мишуев

Трансформация волны цунами на откосе может привести к обрушению волны с образованием крутого фронта. В этом случае волну целесообразно представлять как прерывную (или ударную). Как известно, прерывная волна представляет собой устойчивый движущийся разрыв. Для его существования необходимо выполнение соотношений, вытекающих из законов сохранения массы и количества движения [95]

$$dc_1 = (d + h_1)(c_1 - u_1), \quad (1)$$

$$dc_1^2 + 0,5gd^2 = (d + h_1)(c_1 - u_1)^2 + 0,5g(d + h_1)^2, \quad (2)$$

где c_1 — скорость прерывной волны, d — глубина воды в акватории; h_1 — высота прерывной волны.

Уравнения (1) и (2) позволяют определить скорость распространения волны и скорость течения за фронтом при известной высоте волны

$$c_1 = \sqrt{g \frac{d + h_1}{d} \left(\frac{2d + h_1}{2} \right)}, \quad (3)$$

$$u_1 = h_1 \sqrt{g \frac{2d + h_1}{2d(d + h_1)}} \quad (4)$$

При бесконечно малой высоте прерывной волны ($h_1 \rightarrow 0$) скорость распространения фронта становится равной скорости малых возмущений \sqrt{gd} , а скорость течения — нулю.

Рассмотрим трансформацию длинной прерывной волны при переливе через вертикальную стенку. Анализ течения, возникающего при переливе волны будем проводить опираясь на теорию распада произвольного разрыва. Вблизи стенки образуется квазистационарная зона. Метод решения подобных задач изложен в работе [71].

Распад прерывной волны (разрыва) на стенке приводит к образованию прерывных волн по обе стороны от стенки. Перед стенкой возникает отраженная волна, а за стенкой могут возникнуть одна (прошедшая) или две (прошедшая и стационарная) прерывных волны. После кратковременного ударного воздействия вертикального фронта стенка обтекается стационарным (ввиду большой длины волны) потоком с параметрами u_2, d_2 (где u_2, d_2 - скорость и глубина в отраженной волне; $d_2 = d + h_2$; h_2 - высота отраженной волны). Ввиду того что рассматривается локальная задача в непосредственной близости от стенки, можно пренебречь влиянием уклона дна и сил трения.

Соотношения между параметрами подходящей и отраженной волн можно получить из законов сохранения массы и количества движения в системе координат, связанной с фронтом отраженной волны [72]

$$(d + h_2)(c_2 + u_2) = (d + h_1)(c_2 + u_1), \quad (5)$$

$$(d + h_2)(c_2 + u_2)^2 + 0,5 g(d + h_2)^2 = (d + h_1)(c_2 + u_1)^2 + 0,5 g(d + h_1)^2, \quad (6)$$

где c_2 - скорость распространения фронта отраженной волны, индексом 2 обозначены параметры отраженной волны.

Из уравнений (5) и (6) получим уравнения отраженной волны и скорости течения за ее фронтом:

$$c_2 = \sqrt{g \left(\frac{h_2 + d}{h_1 + d} \right) \frac{(2d + h_1 + h_2)}{2}} - u_1, \quad (7)$$

$$u_2 = u_1 - (h_2 - h_1) \sqrt{g \frac{2d + h_1 + h_2}{2(d + h_1)(d + h_2)}}$$

Параметры потока перед стенкой (сечение 2) с учетом перелива воды можно определить, задаваясь условием перелива, например в виде зависимости удельного расхода воды q (на 1 м ширины потока) от глубины и скорости перед стенкой. Для этого запишем уравнение расхода в форме принятой для во-

дослива [92].

$$q = (h_2 + d) u_2 = m \sqrt{2g} \left(d + h_2 - b + \frac{u_2^2}{2g} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

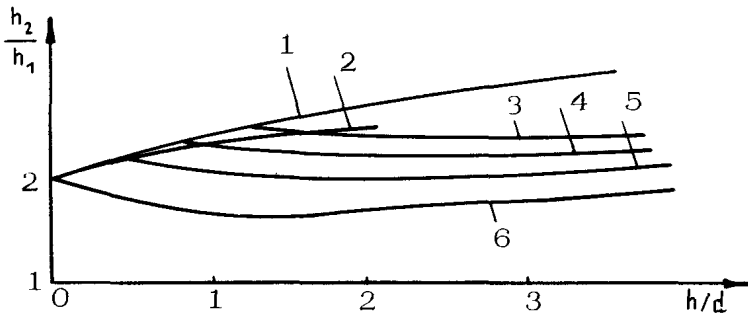
где m — коэффициент расхода, учитывающий конкретные особенности течения (в том числе и затопленность водослива, т.е. влияние потока за стенкой на расход через водослив); b — высота стенки.

Совместное решение уравнений (3), (4), (7) — (9) позволяет определить параметры отраженной от стенки волны при наличии перелива через нее. В случае полного отражения прерывной волны от стенки параметры отраженной волны определяются из тех же уравнений при условии отсутствия перелива $u_2 = 0$. Тогда из уравнений (7) и (8) получим

$$c_2 = c_1 \frac{h_1}{h_2 - h_1}, \quad (10)$$

$$\frac{h_2}{h_1} = 1 + \sqrt{\frac{h_2 + d}{d} \frac{h_1 + 2d}{h_1 + h_2 + 2d}} \quad (11)$$

Зависимость (11) изображена графически на рис.1. Скорость отраженной прерывной волны всегда меньше скорости подхо-



Р и с 1. Отражение прерывной волны от вертикальной стенки
 1 — полное отражение прерывной волны, 2 — полное отражение
 гладкой волны [69]; 3 — $b/d = 4$; 4 — $b/d = 3$ 5 — $b/d = 2$;
 6 — $b/d = 1$

дящей. Только в случае бесконечно малой подходящей волны (т.е. $h_1 \rightarrow 0$) скорости подходящей и отраженной волн равны. Отметим, что при $h_1 \rightarrow 0$ уравнение (11) дает известный случай отражения линейных волн $h_2/h_1 = 2$. В области $h_1/d < 1$ формула (11) при $u_2 = 0$ хорошо совпадает с точным реше-

ием Н.Р. Мирчиной и Е.Н. Пелиновского, полученным для не-прерывных волн [69]

$$\frac{h_2}{d} = 4 \left(1 + \frac{h_1}{d} - \sqrt{1 + \frac{h_1}{d}} \right) \quad (12)$$

Так, для волны $h_1/d = 1$ отличие в величине h_2/h_1 не превышает 2,5%.

В случае перелива волны, за стенкой, в зависимости от начальных параметров h_1/d , b/d (при $u_1/\sqrt{g(d+h_1)} < 1$) возможна реализация четырех различных режимов течения, характеризующихся разной формой свободной поверхности (рис.2) [74].

1) докритическое состояние потока непосредственно за стенкой, параметры потока за стенкой не оказывают влияния на переливающийся поток;

2) докритическое состояние потока за стенкой, параметры потока за стенкой оказывают влияние на расход переливающегося потока;

3) сверхкритическое состояние потока в сжатом сечении за стенкой с образованием в начальный момент обращенного бора, который в дальнейшем превращается в отогнанный гидравлический прыжок,

4) полное отражение волны.

Рассмотрим третий режим течения, как наиболее общий, с точки зрения вывода основных зависимостей.

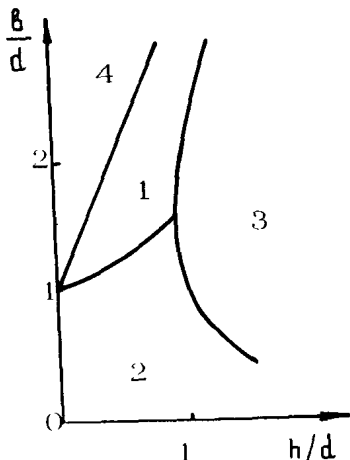


Рис 2 Области существования различных режимов течения

В квазистационарной области в окрестности стенки выполняются сохранения массы и энергии:

$$u_2(d+h_2) = u_3(d+h_3), \quad (13)$$

$$h_2 + \frac{u_2^2}{2g} = h_3 + (1+\xi) \frac{u_3^2}{2g}, \quad (14)$$

где индексом 3 обозначены параметры потока в сжатом сечении за стенкой; ξ — коэффициент потерь на участке между сечениями 2 и 3. Непосредственно около стенки глубина будет определяться из уравнения количества движения [100]

$$d_{cr} = \sqrt{2 \left[\frac{u_2(d+h_2)}{g} (u_3 - u) - \frac{1}{2} (d_k^2 - d_3^2) \right]}, \quad (15)$$

где u — скорость потока над стенкой ($u \approx \frac{u_2(d+h_2)}{d_k}$); $d_k = \sqrt[3]{u_2^2(d+h_2)^2/g}$ — критическая глубина; d_3 — глубина в сжатом сечении.

Расчеты по уравнению (15) показывают, что в начальный период течения в сечении 3 образуется прерывная волна, распространяющаяся к стенке и сносящаяся потоком в противоположном направлении (обращенный бор). Параметры перед фронтом обращенного бора обозначены индексом 4. Параметры обращенного бора (обозначены индексом 5) определяются соотношениями, которые получаются аналогично (7), (8):

$$c_{обп} = \sqrt{g \frac{(d+h_3)(2d+h_3+h_5)}{2d}} - u_3, \quad (16)$$

$$u_5 = -(h_5 - h_3) \sqrt{g \frac{(2d+h_5+h_3)}{2(d+h_5)(d+h_3)}} + u_4 \quad (17)$$

Скорость фронта обращенного бора относительно потока меньше скорости течения в сечении 3 ($|c_{обп}| < |u_3|$), поэтому фронт сносится по течению. При сносе обращенного бора за счет действия сил трения скорость потока уменьшается, а глубина перед фронтом возрастает. На некотором расстоянии от стенки обращенный бор останавливается и превращается в стационарную прерывную волну (отогнанный гидравлический прыжок). Для этого момента времени можно записать (для сечений 3 и 4) закон сохранения массы

$$u_3(d+h_3) = u_4(d+h_4) \quad (18)$$

Для сечений 4 и 5 запишем уравнение неразрывности и соотношение в стационарном гидравлическом прыжке:

$$u_4(d+h_4) = u_5(d+h_5), \quad (19)$$

$$u_5 = \sqrt{g \frac{(d+h_4)(2d+h_4+h_5)}{2(d+h_5)}} \quad (20)$$

Параметры в прошедшей прерывной волне определяются из соотношений аналогичных (1), (2)

$$c_{np} = \sqrt{g \frac{(d+h_5)(2d+h_5)}{2d}}, \quad (21)$$

$$u_5 = h_5 \sqrt{g \frac{(2d+h_5)}{2d(d+h_5)}} \quad (22)$$

Приведенные уравнения (3), (4), (7) - (9), (15) - (22) позволяют определить глубины и скорости в характерных сечениях потока в зависимости от высоты подходящей волны при известных значениях глубины воды в акватории d , высоты стенки b и коэффициентов m , ξ .

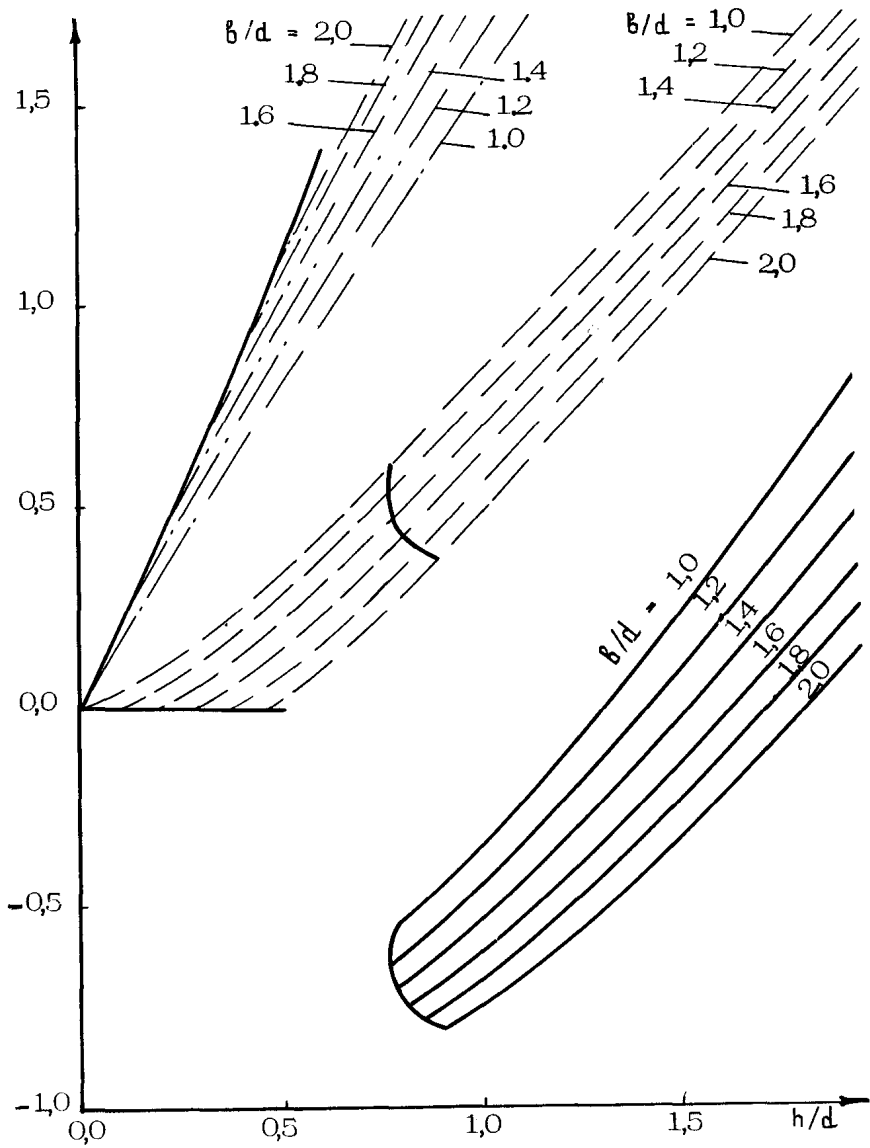
Коэффициент расхода водослива будем определять по эмпирическому выражению для водослива с тонкой стенкой [92]:

$$m = 1,05 \left(1,0 + 0,2 \frac{d+h_3-b}{b} \right) \sqrt{\frac{h_2-h_5}{d+h_2-b}} \left[0,402 + 0,054 \left(\frac{d+h_2-b}{b} \right) \right] \quad (23)$$

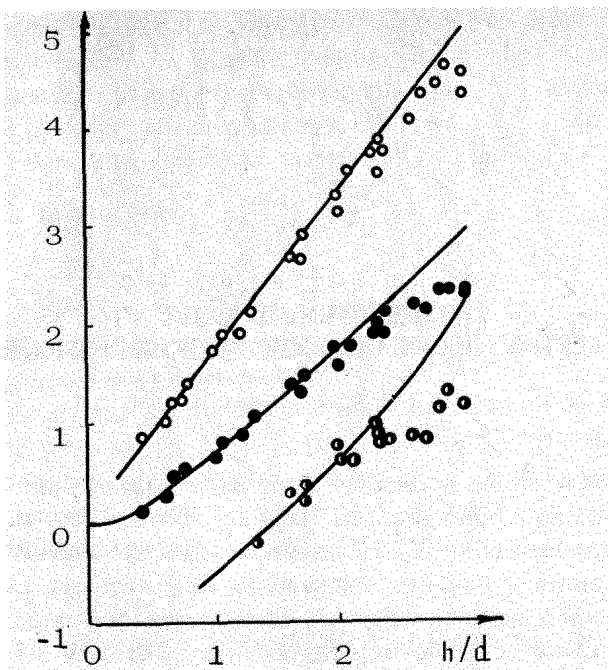
Расчетные высоты волн, образующихся при переливе длинной прерывной волны через вертикальную стенку, показаны на рис.3.

Для экспериментального обоснования полученных результатов проводились измерения прерывных волн в прямоугольном гидравлическом лотке. На рис.4 показано сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными для $b/d = 1,32$ [74]. Согласие расчетных и измерительных величин удовлетворительное. Отметим, что при $b/d = 1,32$ и $h/d < 0,8$ скорость фронта обращенного бора становится больше скорости потока u_3 и за стенкой реализуется течение с затопленным гидравлическим прыжком. Глубина $d+h_3$ становится равной $d+h_5$.

Изложенный метод расчета параметров волн позволяет предложить инженерную методику для определения параметров волн при взаимодействии длинной обрушенной волны с вертикальной стенкой и нагрузки на сооружения.



Р и с 3 Расчетные параметры волн штрихпунктир - h_2/d , пунктир - h_3/d , сплошные линии - h_3/d



Р и с 4. Сопоставление результатов расчета ($b/d = 1,32$, $\xi = 0$) с экспериментальными данными ($b/d = 1,28 - 1,32$) $\circ\circ - h_1/d$
 $\bullet\bullet - h_s/d$, $\bullet\circ - h_3/d$

Горизонтальную нагрузку на вертикальную стенку можно определить по эпюрам волнового давления для выбранной расчетной схемы (см.рис.3). При построении эпюр волнового давления предлагается гидравлическое распределение давления по глубине. Исходными данными являются рассчитанные значения глубин потока.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЦУНАМИ НА ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ПРЕГРАДЫ

В В Яковлев

При определении волновых сил, действующих на сооружения в прибрежной зоне шельфа, можно достаточно четко выделить два приближения [117]: первое – когда характерные размеры сооружения или его элементов значительно меньше длины набегающей волны, второе – когда эти размеры сравнимы с ней. В первом случае определяющим фактором для расчета нагрузок является отрыв течения при обтекании сооружения волновым потоком, а во втором случае – дифракционные эффекты.

Горизонтальную силу, действующую на обтекаемое сооружение при набегании на него длинных волн, можно представить в виде некоторой функции от безразмерных комплексов определяющих характер взаимодействия волн с препятствием

$$\frac{F}{\rho g h D^2} = f\left(\frac{h}{\lambda}, \frac{D}{\lambda}, Re\right),$$

где h и λ – высота волны и ее характерная длина, d – глубина жидкости, D – характерный поперечный размер преграды. Первый комплекс h/λ характеризует степень нелинейности набегающей волны. D/λ определяет степень дифракционного взаимодействия. Число Рейнольдса Re учитывает влияние вязкости.

Характер взаимодействия волн с сооружениями принято описывать с помощью параметра Кайлегана – Карпентера (модифицированного числа Струхаля)

$$K_c = uT/D, \quad (1)$$

где u – амплитуда горизонтальной скорости набегающей на преграду волны, T – период волны. Этот параметр является мерой горизонтального перемещения частиц жидкости относительно характерного размера преграды D . Используя соотношения теории длинных волн $T = \lambda / \sqrt{g(d+A)}$, $u = A \sqrt{g/(d+A)}$,

приходим к выражению

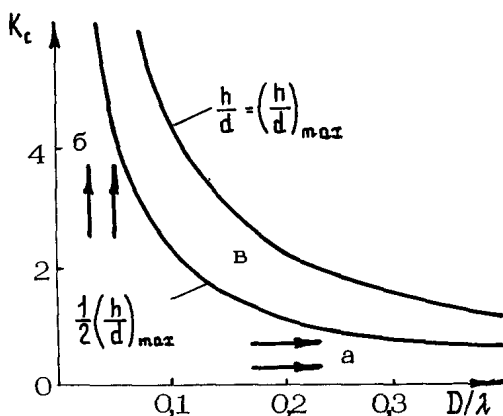
$$K_c = \frac{A}{d+A} \frac{\lambda}{D} \quad (2)$$

где A – амплитуда волны. В линейном случае $A = h/2$, а для предельных по высоте нелинейных волн $A \approx h$.

Для достаточно больших значений параметра h/λ и в дифракционном режиме, и в режиме отрывного обтекания существенными являются нелинейные эффекты. Максимальная высота неразрушенных волн на мелкой воде равна $h/d = 0,83$ [177], откуда следует

$$K_c = 0,45 / (D/\lambda) \quad (3)$$

Эта приближенная формула, проиллюстрированная рис.1,

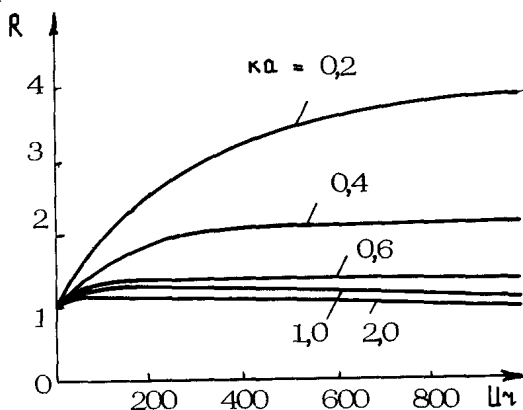


Р и с.1. Области применимости различных режимов взаимодействия волн с сооружениями а – дифракционной теории, б – режима отрывного обтекания, в – существенного влияния нелинейных эффектов

схематически показывает области применимости дифракционного режима, режима отрывного обтекания и влияния нелинейных эффектов.

В работе [159] показано, что при $K_c \leq 3$ преобладающими являются дифракционные эффекты, а при $K_c \approx 3$ основным фактором, определяющим поведение волновой нагрузки, является отрыв течения. При этом в диапазоне $3 \leq K_c \leq 10$ преобладающей будет инерционная составляющая волновой нагрузки, а при $K_c \approx 15$ преобладает скоростная составляющая. В диапазоне $10 \leq K_c \leq 15$ необходимо учитывать обе составляющие.

Как уже было сказано ранее, при больших значениях параметра h/λ существенными являются нелинейные эффекты. В частности, при дифракции кноидальных волн на круговом цилиндре [117] показано, что учет нелинейных эффектов приводит к существенному увеличению волновой нагрузки, действующей на преграду. На рис.2 приведена зависимость от



Р и с 2 Отношение максимальных волновых сил, действующих на круговой цилиндр, вычисленных по кноидальной и по линейной теории длинных волн, для различных значений волнового числа

числа Урселла $U_\eta = h\lambda^2/d^3$ отношения рассчитанной по кноидальной теории волн максимальной силы, действующей на вертикальный круговой цилиндр, к аналогичным значениям силы, вычисленной по линейной теории мелкой воды. Для малых значений параметра ka , когда преобладает инерционная составляющая волновой нагрузки, наблюдается значительное увеличение функции $R = F_H/F_A$, что обусловлено большим ускорением частиц жидкости для волн с крутыми

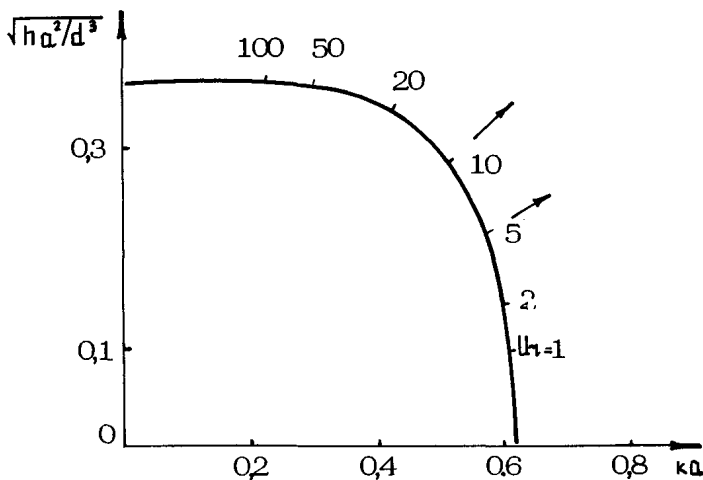
гребнями. В то же время в дифракционном режиме ($ka \geq 0,2\pi$, $k = 2\pi/\lambda$ - радиус цилиндра) влияние нелинейных эффектов значительно меньше.

Для сильно шероховатых поверхностей преграды или для преград с острыми кромками даже в дифракционном режиме будет наблюдаться отрыв волнового потока. Однако возникающие при этом вихри относительно локализованы, и их вклад в общую волновую нагрузку незначителен. В случае крутых волн вызванные вихрями силы будут изменяться нелинейно. Поэтому при малых ka , когда для гладких преград сила является практически только инерционной, скоростная составляющая нагрузки, вызванная отрывом волнового потока, становится соизмеримой с инерционной составляющей и ее необходимо учитывать в практических расчетах.

При определении силового воздействия цунами на обтекаемые преграды больших поперечных размеров существенной особенностью является то, что длина одиночной волны, которой обычно моделируется волна цунами, стремится к бесконечности и обычный дифракционный параметр ka стремится к нулю. Таким образом, мы выходим из рамок применимости дифракционной теории ($ka \geq 0,2\pi$) даже в том случае, когда дифракционное взаимодействие является преобладающим. Исходя из того, что характерная длина одиночной волны пропорциональна $\sqrt{d^3/h}$, дифракцию цунами удобно рассматривать в зависимости от числа $\sqrt{ha^2/d^3}$. В работе [118] определена область применимости дифракционной теории (рис.3) при исследовании воздействия одиночной волны на круговой цилиндр. Эта область получена из критерия $K(k) ka \geq 0,1\pi^2$, где $K(k)$ - эллиптический интеграл 1-го рода. Предложенный критерий включает в себя два предельных соотношения - для линейных волн и для одиночной волны.

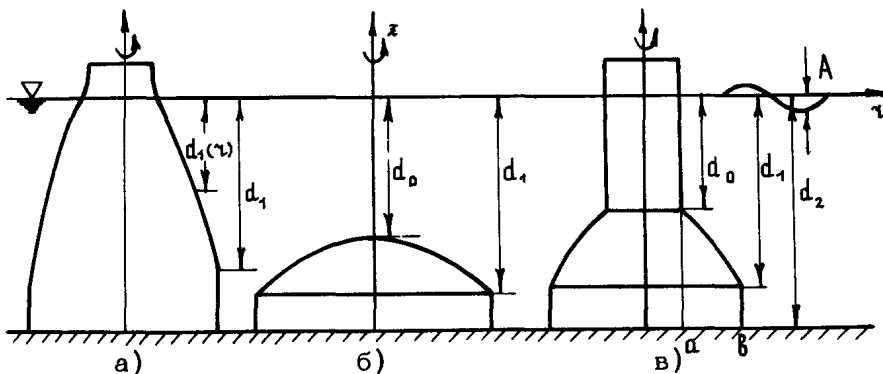
В случае линейных волн $K(k) \rightarrow \pi/2$, следовательно, получаем $ka \geq 0,2\pi$ - область применимости линейной дифракционной теории. В случае одиночной волны $K(k) \rightarrow \pi \sqrt{3h/4d^3}$, откуда следует, что $\sqrt{ha^2/d^3} \geq 0,36$. Промежуточные значения лежат выше кривой, изображенной на рис.3.

Ниже рассмотрим более общую по сравнению с работой [118] задачу дифракционного взаимодействия одиночной волны с преградами, имеющими форму тела вращения относительно вертикальной оси [63].



Р и с 3. Область применимости дифракционной теории для длинных волн u_T – параметр Урссела

Рассмотрим сначала трехмерную постановку задачи дифракции поверхностных гравитационных волн на теле вращения, изображенном на рис.4,а.



Р и с 4. Схемы преград, имеющих форму тела вращения относительно вертикальной оси

В областях $\Omega_1 = \{a \leq r \leq b, 0 \leq \theta \leq 2\pi, -d_1(r) \leq x \leq \eta_1\}$ и $\Omega_2 = \{r > b, 0 \leq \theta \leq 2\pi, -d_2(r) \leq x \leq \eta_2\}$ соответствующие потенциалы скоростей φ_1 и φ_2 удовлетворяют уравнению Лапласа

$$\nabla^2 \varphi_i = 0, \quad i=1,2, \quad (4)$$

а также граничным условиям:

на дне

$$\left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial z} + \nabla \varphi_i \nabla d_i \right)_{z=-d_i} = 0, \quad i=1,2, \quad (5)$$

условиям сопряжения на границе раздела двух областей

$$\eta_1|_{z=b} = \eta_2|_{z=b}, \quad (6)$$

$$U(z+d_1) \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \Big|_{z=b} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \Big|_{z=b}, \quad (7)$$

где $U(x)$ – функция Хевисайда;

кинематическому и динамическому условиям на свободной поверхности

$$\left(\frac{\partial \eta_i}{\partial t} + \nabla \eta_i \nabla \varphi_i - \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right)_{z=\eta_i} = 0, \quad i=1,2, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \varphi_i)^2 + g \eta_i \right)_{z=\eta_i} = 0, \quad i=1,2 \quad (9)$$

Введем безразмерные переменные

$$(\tau^*, \alpha^*, \beta^*) = (\tau, \alpha, \beta) / \lambda; \quad z^* = z / d_2; \quad \eta_i^* = \eta_i / \epsilon d_2, \quad (10)$$

$$t^* = t \sqrt{g d_2} / \lambda, \quad \varphi_i^* = \varphi_i / \epsilon \lambda \sqrt{g d_2}, \quad d_i^* = d_i / d_2, \quad \epsilon = (d_2 / \lambda)^2 \ll 1$$

Выражения (4) – (9) с учетом (10) можно переписать следующим образом:

$$\epsilon \Delta_h \varphi_i + \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial z^2} = 0, \quad i=1,2, \quad (11)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial z} + \epsilon \nabla \varphi_i \nabla d_i \right)_{z=-d_i} = 0, \quad i=1,2, \quad (12)$$

$$\eta_1|_{z=b} = \eta_2|_{z=b}, \quad (13)$$

$$U(z+d_1) \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \Big|_{z=b} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \Big|_{z=b}; \quad (14)$$

$$\left\{ \epsilon \frac{\partial \eta_i}{\partial t} + \epsilon^2 \nabla \eta_i \nabla \varphi_i - \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right\}_{z=\epsilon \eta_i} = 0, \quad i=1,2; \quad (15)$$

$$\left\{ \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \epsilon (\nabla_h \varphi_i)^2 + \eta_i \right\}_{z=\epsilon \eta_i} = 0, \quad i=1,2, \quad (16)$$

где Δ_h — двумерный оператор Лапласа в плоскости r, θ

Интегрируя уравнение (11) и граничное условие (14) по z от $-d_i$ до $\epsilon \eta_i$, получим

$$\epsilon \int_{-d_i}^{\epsilon \eta_i} \Delta_h \varphi_i dz + \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right|_{z=\epsilon \eta_i} - \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right|_{z=-d_i} = 0, \quad i=1,2, \quad (17)$$

$$\int_{-d_1(\delta)}^{\epsilon \eta_1(\delta)} \left. \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right|_{r=\delta} dz = \int_{-d_2}^{\epsilon \eta_2(\delta)} \left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right|_{r=\delta} dz \quad (18)$$

Уравнение (17) с учетом (12) и (15) можно представить следующим образом:

$$\epsilon \int_{-d_i}^{\epsilon \eta_i} \Delta_h \varphi_i dz + \left[\epsilon \frac{\partial \eta_i}{\partial t} + \epsilon^2 \nabla \eta_i \nabla \varphi_i \right]_{z=\epsilon \eta_i} + \epsilon \nabla \varphi_i \nabla d_i \Big|_{z=-d_i} = 0 \quad (19)$$

Разложим функцию $\varphi_i(r, \theta, z, t)$ в ряд Маклорена по степеням z

$$\varphi_i = x_i - \epsilon \frac{z^2}{2!} \nabla^2 x_i + \epsilon^2 \frac{z^4}{4!} \nabla^4 x_i + \dots, \quad i=1,2, \quad (20)$$

где $x_i = x_i(r, \theta, t)$

Выражение (16) с учетом (20) можно представить в виде

$$\eta_i = -\frac{\partial x_i}{\partial t} + \epsilon \left[\frac{1}{2} d_i^2 \nabla^2 \frac{\partial x_i}{\partial t} - \frac{1}{2} (\nabla x_i)^2 \right] + O(\epsilon^2), \quad i=1,2 \quad (21)$$

Подставляя разложение (20) в уравнение (19) и условия сопряжения (13), (18), с учетом (21) получим

$$d_i \Delta x_i + \nabla x_i \nabla d_i - \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} = \epsilon \left\{ \frac{d_i^3}{6} \nabla^4 x_i - \frac{d_i^2}{2} \nabla^2 \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} + \frac{\partial x_i}{\partial t} \nabla^2 x_i + \right. \\ \left. + 2 \left(\nabla \frac{\partial x_i}{\partial t} \nabla x_i \right) + \nabla d_i \nabla \left[\frac{d_i^2}{2} \nabla^2 x_i \right] \right\} + O(\epsilon^2), \quad (22)$$

$$\left. \frac{\partial x_1}{\partial t} \right|_{r=\delta} = \left. \frac{\partial x_2}{\partial t} \right|_{r=\delta}, \quad (23)$$

$$\left\{ (d_1 + \varepsilon \eta_1) \frac{\partial}{\partial \tau} \left[x_1 - \varepsilon \frac{d_1^3}{3!} \nabla^2 x_1 + O(\varepsilon^2) \right] \right\}_{\tau=\delta} =$$

$$= \left\{ (d_2 + \varepsilon \eta_2) \frac{\partial}{\partial \tau} \left[x_2 - \varepsilon \frac{d_2^3}{3!} \nabla^2 x_2 + O(\varepsilon^2) \right] \right\}_{\tau=\delta} \quad (24)$$

Представим x_i в виде следующего ряда:

$$x_i = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n x_i^{(n)} \quad (25)$$

Подставляя (25) в уравнения (22) – (24) в нулевом приближении по ε , получим

$$d_i \nabla^2 x_i^{(0)} + \nabla x_i^{(0)} \nabla d_i - \frac{\partial^2 x_i^{(0)}}{\partial t^2} = 0, \quad i=1,2, \quad (26)$$

$$\left. \frac{\partial x_1^{(0)}}{\partial t} \right|_{\tau=\delta} = \left. \frac{\partial x_2^{(0)}}{\partial t} \right|_{\tau=\delta}, \quad (27)$$

$$d_1 \left. \frac{\partial x_1^{(0)}}{\partial \tau} \right|_{\tau=\delta} = d_2 \left. \frac{\partial x_2^{(0)}}{\partial \tau} \right|_{\tau=\delta} \quad (28)$$

В работе [46] показано, что построенное таким образом асимптотическое разложение сходится на расстоянии $x/\lambda \sim 1/\varepsilon$, $= h/d \ll 1$. Для рассматриваемого ниже класса задач дифракции длинных нелинейных волн на телах вращения это условие заведомо выполняется. В частном случае $d_1 = d_2 = \text{const}$ уравнение (22) получено в работе [116]

Рассмотрим теперь общую схему построения решения задачи дифракции одиночной волны на теле вращения в нулевом приближении по ε , в котором отсутствуют члены, выражающие нелинейное взаимодействие падающей и отраженной волн.

Возвышение свободной поверхности в набегающей одиночной волне, соответствующее первому порядку аппроксимации по ε , определяется выражением

$$\eta = h \operatorname{sech}^2 \left[\frac{3h}{4d_2^3} (x - c_2 t) \right], \quad (29)$$

где t — время, отсчитываемое от момента прохождения гребня волны через точку $x = 0$; $c_2 = \sqrt{g d_2}$ — скорость распространения волны.

Возвышение свободной поверхности в набегающей одиночной волне η можно представить в виде интеграла Фурье

$$\eta = \frac{h}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\kappa_2) \exp[i\kappa_2(x - c_2 t)] d\kappa_2, \quad A(\kappa_2) = \frac{4\pi\kappa_2 d_2^3}{3h} \operatorname{cosech} \left(\pi\kappa_2 \sqrt{\frac{d_2^3}{3h}} \right) \quad (30)$$

и соответствующий потенциал скоростей ψ^i записать в виде разложения в ряд по функциям Бесселя

$$\psi^i = \frac{h\sqrt{g/d_2}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A(\kappa_2)}{i\kappa_2} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m J_m(\kappa_2 r) e^{-i\delta_m} \cos m\theta d\kappa_2, \quad (31)$$

$$\delta_m = \kappa_2 c_2 t - m\pi/2$$

В аналогичной форме можно представить потенциал скоростей отраженной волны

$$\psi^s = \frac{h\sqrt{g/d_2}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A(\kappa_2)}{i\kappa_2} \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m H_m^{(1)}(\kappa_2 r) e^{-i\delta_m} \cos m\theta d\kappa_2 \quad (32)$$

Общий потенциал скоростей во внешней области $r > \beta$ представляется в виде суммы потенциалов набегающей и отраженной волны $\psi_2 = \psi^i + \psi^s$

В области переменной глубины $d_1(r)$ потенциал скоростей записывается в виде следующего ряда:

$$\psi_1 = \frac{h\sqrt{g/d_2}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A(\kappa_2)}{i\kappa_2} \sum_{m=0}^{\infty} \gamma_m R_m(r) \cos m\theta e^{-i\delta_m} d\kappa_2, \quad (33)$$

где $R_m(r)$ — решение уравнения

$$\frac{d^2 R_m}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{d_1'(r)}{d_1(r)} \right) \frac{dR_m}{dr} + \left(\frac{r^2 \kappa_2^2}{d_1(r)} - \frac{m^2}{r^2} \right) R_m = 0 \quad (34)$$

На границе перехода от постоянной глубины к переменной должна выполняться условия сопряжения

$$\left. \frac{\partial \psi_1}{\partial t} \right|_{r=\beta} = \left. \frac{\partial \psi_2}{\partial t} \right|_{r=\beta}, \quad \left. d_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \right|_{r=\beta} = \left. \frac{\partial \psi_2}{\partial r} \right|_{r=\beta}, \quad (35)$$

выражающие непрерывность возвышения свободной поверхности и равенство гидравлического расхода жидкости.

Методика построения решения уравнения вида (34) с помощью метода сплайн-коллокаций изложена в работе [104]. Кратко она сводится к следующему. Интервал $[a, b]$ разбивается на два интервала: $[a, a+\epsilon]$ и $(a+\epsilon, b]$. На интервале $[a, a+\epsilon]$ функция $d_1(\tau)$ аппроксимируется прямой $d_\epsilon(\tau) = (\tau-a)d_1(\epsilon)/\epsilon$ и решение уравнения (34) на этом интервале, с учетом регулярности в точке $\tau=a$, представляется в виде обобщенного степенного ряда [104]. На интервале $(a+\epsilon, b]$ решение уравнения (34) строится приближенно, в виде разложения по базису из нормализованных кубических В-сплайнов

$$R_m(\tau) \approx \sum_{q=i-3}^l \delta_q^m \theta_q(\tau), \quad \tau \in [\tau_i, \tau_{i+1}], \quad a+\epsilon = \tau_0 < \tau_1 < \dots < \tau_N = b$$

В точке разбиения интервала $a+\epsilon$ необходимо удовлетворить условиям сопряжения вида (35). Неизвестные коэффициенты α_m , β_m и δ_q^m для каждого m находятся из условий сопряжения, а также из условия удовлетворения сплайна уравнению (34) в узлах коллокации $\xi_i \in [a+\epsilon, b]$, $i=0, \dots, N$

Методика построения решения для препятствий (см. рис. 4, б, в) является частным случаем, описанным выше. Случай 4, б следует при $a=0$ и $d_\epsilon(\tau) = \text{const}$, а в случае 4, в решение строится сразу на интервале $[a, b]$ методом сплайн-функций при дополнительном условии $\partial \varphi_1 / \partial \tau = 0$ при $\tau=a$

В частном случае затопленного цилиндра радиусом b с горизонтальной верхней гранью задача (26) - (28) допускает построение аналитического решения [105]. В этом случае потенциал скоростей φ_1 определяется выражением

$$\varphi_1 = \frac{h\sqrt{g/d_2}}{\pi} \int_0^\infty \frac{A(k_2)}{k_2} \sum_{m=0}^\infty \beta_m J_m(\alpha k_2 \tau) \cos m \theta \times \\ \times \exp(-\alpha k_2 c_2 t) dk_2, \quad \alpha = k_1/k_2 \quad (36)$$

Неизвестные коэффициенты α_m и β_m находятся из условий сопряжения (35).

Давление, действующее на горизонтальную и боковую поверхности затопленного цилиндра, определяется из линеаризованного уравнения Бернулли

$$p_i = -\rho \frac{\partial \varphi_i}{\partial t}, \quad i=1, 2$$

Горизонтальная сила F_x , вертикальная сила F_z и суммарный опрокидывающий момент M_y относительно центра основания затопленного цилиндра представляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{F_x}{\rho g h b d_2} &= \frac{4}{3} \pi \left(1 - \frac{d_1}{d_2}\right) \frac{d_2^3}{h b^2} \int_0^\infty \kappa_2 b B(\kappa_2 b) [2i J_1(\kappa_2 b) + \alpha_1 H_1^{(1)}(\kappa_2 b)] \times \\ &\times \exp\left(-i \kappa_2 b t \sqrt{d_2^3 / h b^2}\right) d \kappa_2 b, \\ \frac{F_z}{\rho g h b d_2} &= \frac{8}{3} \frac{\pi}{\alpha} \frac{d_2^3}{h b^2} \frac{b}{d_2} \int_0^\infty \kappa_2 b B(\kappa_2 b) \beta_0 J_1(\alpha \kappa_2 b) \times \\ &\times \exp\left(-i \alpha \kappa_2 b t \sqrt{d_2^3 / h b^2}\right) d \kappa_2 b; \\ \frac{M_y}{\rho g h b d_2^2} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d_1}{d_2}\right) F_x - \frac{4}{3} \frac{\pi}{\alpha} \frac{d_2^3}{h b^2} \left(\frac{b}{d_2}\right)^2; \\ &\int_0^\infty \kappa_2 b B(\kappa_2 b) J_2(\alpha \kappa_2 b) \beta_0 \exp\left(-i \alpha \kappa_2 b \sqrt{d_2^3 / h b^2}\right) d \kappa_2 b, \\ B(\kappa_2 b) &= \operatorname{cosech}\left(\pi \kappa_2 b \sqrt{d_2^3 / 3 h b^2}\right) \end{aligned}$$

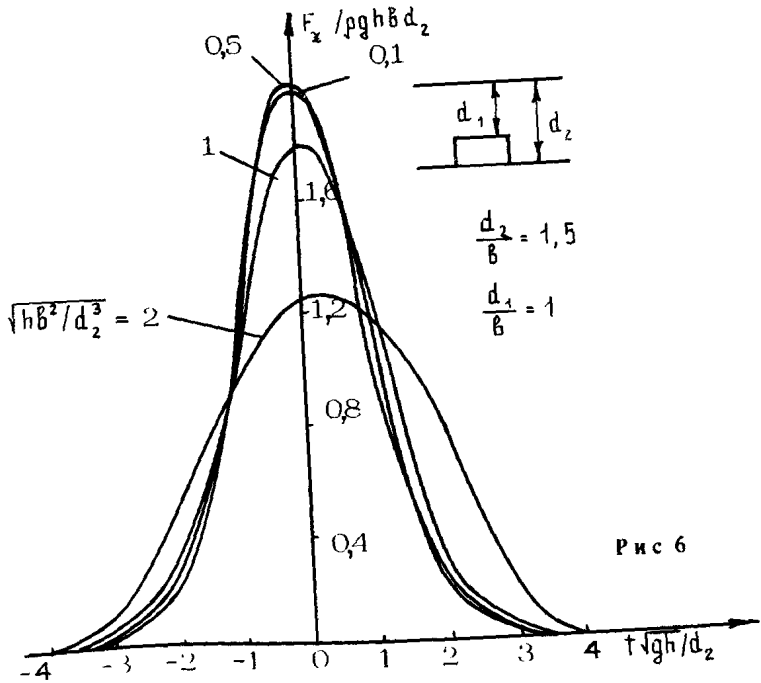
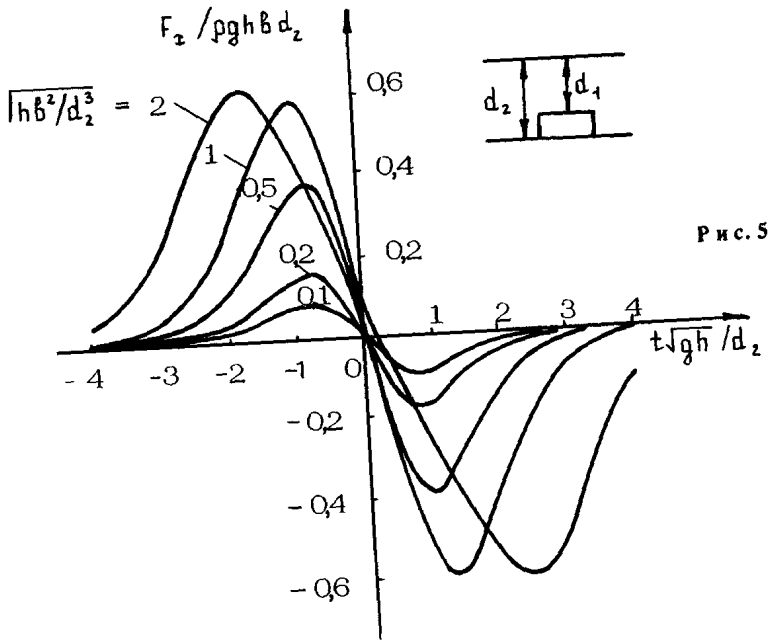
На рис. 5,6 построены кривые временной зависимости горизонтальной и вертикальной сил для различных значений параметра $[h b^2 / d_2^3]^{1/2}$, характеризующего отношение радиуса препятствия к характерной длине набегающей одиночной волны.

Аналитическое решение для затопленного цилиндра в частном случае $d_1 = 0$ переходит в решение задачи дифракции одиночной волны на цилиндре, пересекающем свободную поверхность жидкости [118]. В этом случае давление, действующее на боковую поверхность цилиндра, определяется выражением

$$\frac{p}{\rho g h} = - \frac{\delta}{3\pi} \left(\frac{d_2^3}{h b^2}\right) \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m x_m(t) \cos m\theta,$$

Рис 5 Временная зависимость изменения горизонтальной силы действующей на затопленный цилиндр $d_1/b = 1; d_2/b = 1,5$

Рис 6 Временная зависимость изменения вертикальной силы, действующей на затопленный цилиндр $d_1/b = 1, d_2/b = 1,5$



$$x(t) = \int_0^{\infty} \frac{i e^{-i\delta_m} d k_2 b}{\operatorname{sh} \left[(\pi/\sqrt{g}) k_2 b / \sqrt{h b^2 / d_2^3} \right] H_m^{(1)}(k_2 b)} \quad (37)$$

По формуле (37) были выполнены соответствующие расчеты и проведено сравнение с экспериментальными данными [1], полученными И.С. Нуднером. Опыты проводились в гидроволновом лотке длиной 40 м, шириной 1 м и высотой стеклянных стенок 1,3 м. Модели цилиндров были выполнены из металла. Нижний торец цилиндра был жестко связан с дном лотка. Глубина воды в лотке составляла 25 и 50 см. Одиочная волна создавалась с помощью вакуумного волнопродуктора, высота одиочной волны в опытах изменялась от 5 до 40 см. Регистрация параметров волн производилась емкостными волномерами. Один из них устанавливался в 5-6 м перед моделью для регистрации исходной волны. Второй располагался в створе модели. Давление одиочной волны измерялось тензометрическими датчиками местного давления. Датчики были вмонтированы в модель по ее периметру с шагом 45° на уровне спокойного горизонта воды и на дне лотка.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований представлены на рис.7, где наблюдается удовлетворительное согласование теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Давление на боковую поверхность с учетом возвышения свободной поверхности можно записать в виде

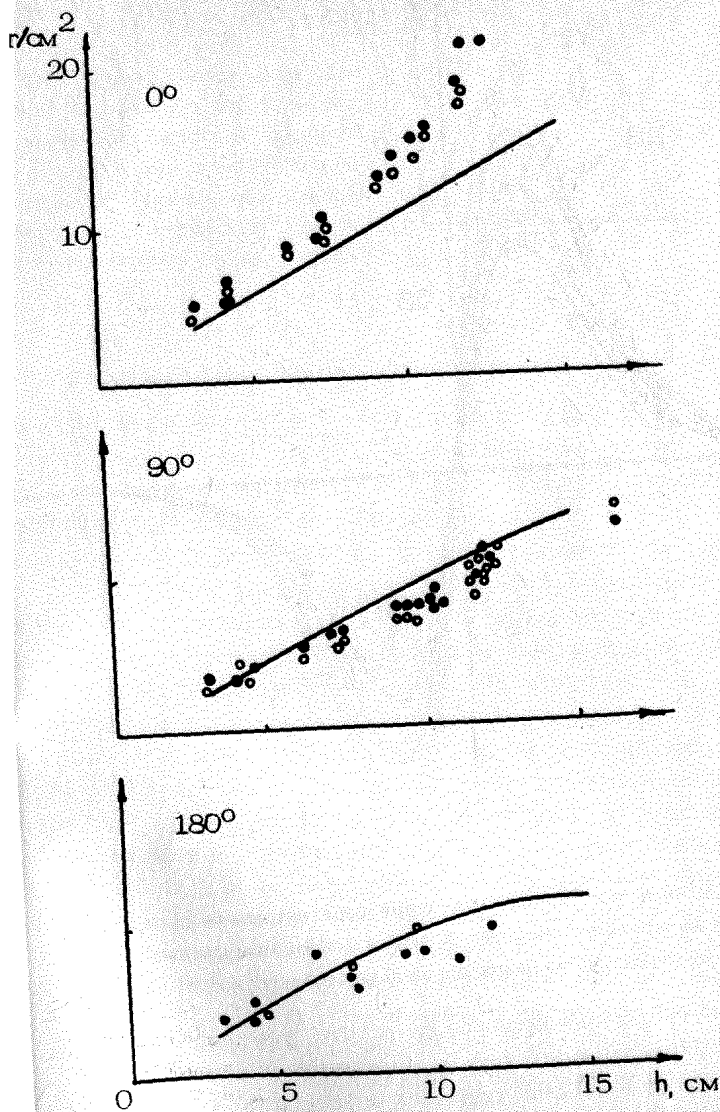
$$p = \begin{cases} \rho g (\eta - z), & \eta > z > 0, \\ \rho g \eta, & z < 0 \end{cases} \quad (38)$$

Отсюда полную силу, действующую на боковую поверхность цилиндра, можно представить следующим образом:

$$\frac{F_x}{\rho g h b d_2} = -\frac{16 d_2^3}{3 h b^2} x_1(t) + \frac{4}{3\pi} \left(\frac{d_2}{b} \right)^2 \int_0^{2\pi} \left[\sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m x_m(t) \cos m\theta \right]^2 \cos\theta d\theta \quad (39)$$

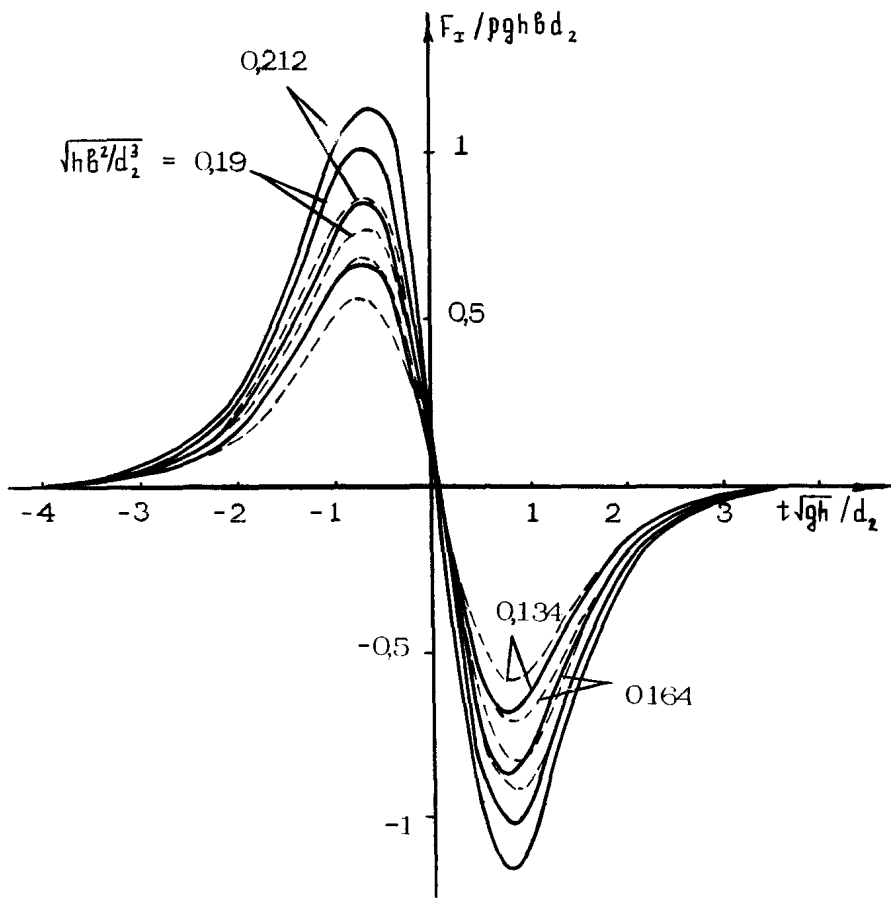
В выражении (39) первый член соответствует силе, полученной в работе [118] без учета возвышения свободной поверхности.

На рис.8 представлены графики временной зависимости горизонтальной силы, действующей на круговой цилиндр, с учетом возвышения свободной поверхности (штриховые ли-



Р и с.7. Сравнение теоретических результатов распределения давления в точках на поверхности цилиндра с экспериментальными данными при $d = 25 \text{ см}$ и $b = 15 \text{ см}$: o — у дна лотка, • — на уровне спокойного горизонта

и соответствуют случаю, когда возвышение свободной поверхности не учитывается) для различных значений параметра $\sqrt{hb^2/d_2^3}$ при $d_2/h = 3$. На рис.9 построены зависимости ксимальной волновой нагрузки от параметра $\sqrt{hb^2/d_2^3}$



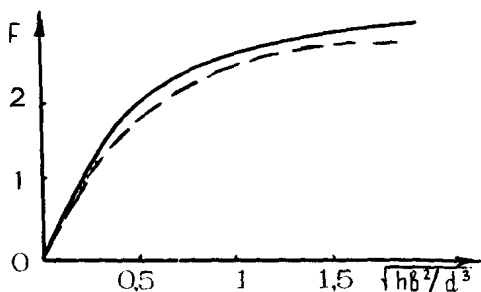
Р и с 8 Временная зависимость изменения горизонтальной силы, действующей на круговой цилиндр с учетом (сплошные кривые) и без учета (пунктир) возвышения свободной поверхности

при $d_2/a = 0,4$. Из графиков следует, что учет возвышения свободной поверхности приводит к увеличению максимальных волновых нагрузок, действующих на вертикальный круговой цилиндр.

При $\sqrt{h b^2 / d_2^3} \rightarrow 0$ радиус цилиндра становится достаточно малым по сравнению с характерной длиной набегающей одиночной волны, и инерционная составляющая волновой нагрузки может быть вычислена по формуле

$$F_x = 2\pi \sqrt{3} \sqrt{h b^2 / d_2^3} \operatorname{sech}^2 q \operatorname{th} q, \quad q = \sqrt{3 g h} t / 2 d_2$$

и с 9 Влияние возвышения свободной поверхности на величину аксиальной волновой нагрузки при $d/b = 0,4$ с учетом свободной поверхности (сплошная линия) без учета (штриховая) пунктир — инерционная составляющая



Максимальное значение инерционной силы $F_i = 4,49 \sqrt{hb^2/d^3}$ достигается в момент времени $\sqrt{gh} t/d = 0,76$. Зависимость F_i от $\sqrt{hb^2/d^3}$, изображенная на рис. 9 пунктирной линией, показывает, что инерционная составляющая волновой нагрузки при малых значениях $\sqrt{hb^2/d^3}$ достаточно хорошо согласуется с дифракционным решением.

При воздействии цунами на объекты больших поперечных размеров необходимо учитывать эффекты, связанные с проницаемостью основания, на котором они расположены.

Наличие проницаемого слоя обуславливает возникновение вертикальной силы, действующей на подошву сооружения, и соответствующей добавки в опрокидывающий момент. В работе [145] показано, что при значительной проницаемости пористой среды распределение давления в проницаемом слое под основанием преграды описывается уравнением Лапласа. Кроме того, расчеты и сравнение с экспериментальными данными [6] показали, что влияние толщины слоя на величину возмущающих сил весьма незначительно и упрощающее предположение о том, что слой является бесконечно тонким, является оправданным в широком диапазоне изменения параметров. Поэтому аналогично работе [106] предположим, что проницаемый слой является бесконечно тонким. Тогда потенциал φ_3 , описывающий эффекты возвышения, удовлетворяет внутренней задаче Дирихле для уравнения Лапласа:

$$\nabla^2 \varphi_3 = 0, \quad r < R, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi, \quad (40)$$

$$\varphi_3 \Big|_{r=R} = \varphi_2(R, \theta), \quad (41)$$

где φ_2 — потенциал скоростей дифракционного поля, следовательно выражениями (31) — (32).

Решение задачи (40) - (41) записывается в виде интеграла Пуассона

$$\varphi_3 = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \varphi_2(b, \theta, t) \frac{(b^2 - r^2) d\theta}{r^2 - 2br \cos(\theta - \theta_0) + b^2}, & r < b, \\ \varphi_2(b, \theta, t), & r = b \end{cases} \quad (42)$$

Таким образом, для произвольного тела вращения, расположенного на проницаемом основании, вертикальная взвешивающая сила и обусловленный ею опрокидывающий момент определяются выражениями

$$\frac{F_x}{\rho g h b^2} = - \int_0^{2\pi} \int_0^1 \operatorname{Re} \left[\frac{\partial \varphi_3(r, \theta, t)}{\partial t} \right] r dr d\theta, \quad (43)$$

$$\frac{M_x}{\rho g h b^3} = - \int_0^{2\pi} \int_0^1 \operatorname{Re} \left[\frac{\partial \varphi_3(r, \theta, t)}{\partial t} \right] r^2 \cos \theta dr d\theta \quad (44)$$

Для расчета горизонтальных волновых нагрузок, действующих на вертикальную цилиндрическую преграду, в режиме отрывного обтекания в настоящее время используются два подхода.

Первый из них [50, 159] основывается на рекомендуемом СНиП 2.06.04-82 соотношении для ветровых волн,

$$F = \rho \int_{-d}^d \left(\frac{C_D}{2} Du^2 + C_M \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} \right) dz, \quad (45)$$

где C_D и C_M - эмпирические коэффициенты лобового и инерционного сопротивления.

Второй подход, развиваемый в работе А.А. Дорфмана и С.А. Печенина [22], основан на определении в рамках теории мелкой воды связи коэффициента давления C_p в жидкости со свободной поверхностью с коэффициентом давления \tilde{C}_p , характеризующим обтекание такого же в плановом сечении тела безграничным потоком идеальной жидкости.

Рассмотрим связь нагрузки на преграду и возвышения свободной поверхности с коэффициентом давления на основе предложенного М.И. Железняком упрощенного подхода [86], близкого к [22].

Взаимодействие волны цунами со сквозными сооружениями малых поперечных размеров характеризуется существенным превышением длины волны λ над характерным разме-

ром преграды D . При этом заплеск волны на фронтальную часть преграды много меньше заплеска волны на вертикальную стенку, а значит малы в момент взаимодействия и вертикальные ускорения. Это позволяет в данном случае принимать распределение волнового давления по гидростатическому закону

$$\rho = \begin{cases} \rho g (\eta - z), & \eta > z > 0, \\ \rho g \eta, & z < 0 \end{cases} \quad (46)$$

Если обусловленную взаимодействием волны с преградой добавку в давление при $-d \leq z \leq 0$ обозначить через ρ^* , то соответствующая добавка в возвышение свободной поверхности согласно (46) определяется соотношением

$$\eta^* = \rho^* / \rho g \quad (47)$$

При введении обозначения

$$C_p = 2\rho^* / \rho u^2, \quad (48)$$

где u — скорость невозмущенного потока (амплитуда скорости набегающей на преграду волны)

$$u = 2\sqrt{g(d+\eta)} - \sqrt{gd}, \quad (49)$$

формула (47) запишется следующим образом:

$$\eta^* = C_p \frac{u^2}{2g} \quad (50)$$

Выразим u через η согласно (49):

$$u = 2\sqrt{g(d+\eta)} - \sqrt{gd} = \eta\sqrt{g/d} + O(\eta^2/d^2) \quad (51)$$

Тогда

$$\rho^* = \frac{C_p}{2} \rho g \frac{\eta^2}{d^2}, \quad (52)$$

а максимальное возвышение свободной поверхности по контуру преграды определится соотношением

$$\frac{\eta_{\max}}{d} = \frac{h}{d} + \frac{1}{2} C_p \left(\frac{h}{d}\right)^2 \quad (53)$$

Формулы (50) и (53) представляют собой гидростатический закон (47), переписанный с учетом связи u и η через коэффициент C_p . Используя эти формулы в расчет-

ной практике возможно только после задания значений C_p по данным экспериментов о взаимодействии длинных волн с вертикальными обтекаемыми преградами или при использовании связи C_p и \tilde{C}_p согласно [22].

Совпадение формулы (53) с формулой (28) работы [22] означает, что принятая при выводе (28) линейная аппроксимация является выражением простого соотношения $\tilde{C}_p = C_p$. Как следует из представленных в работе [22] результатов, эта аппроксимация с хорошей точностью выполняется при положительных θ и с определенным допуском может быть распространена на весь периметр преграды.

Сила, действующая на единицу высоты преграды, определяется выражением [22]

$$q = D \int_L p^* n_x dl,$$

откуда для вертикальной цилиндрической преграды с учетом (53)

$$q = \frac{1}{2} \rho g D \frac{q^2}{d} \int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta \quad (54)$$

С другой стороны, подставляя (51) в (45), получим

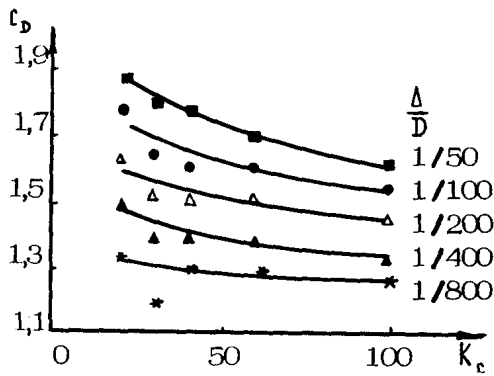
$$q = \frac{C_D}{2} \rho g D \frac{q^2}{d} + C_m \rho \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{q}{d}} \frac{dq}{dt} \quad (55)$$

Сравнение (54) и (55) показывает, что первая из этих формул следует из второй при введении обозначения

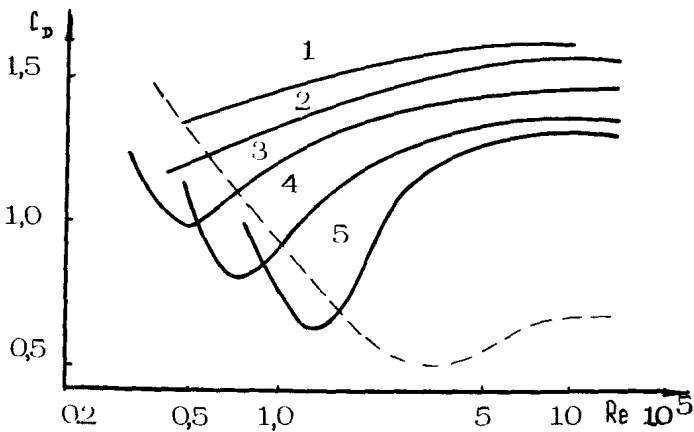
$$C_D = \int_0^{2\pi} C_p \cos \theta d\theta \quad (56)$$

и пренебрежении инерционной составляющей волновой нагрузки.

Важно оценить, насколько существенно влияние на коэффициент C_D (т.е., согласно (56) на распределение давления по контуру преграды) оказывает нестационарность процесса. Зависимость C_D от K_c и относительной шероховатости поверхности преграды Δ/D исследовалась в опытах Сарпкая, результаты которых изложены в работе [159]. При малой шероховатости, как следует из рис 10, 11, C_D слабо зависит от K_c , но в целом в колеблющемся потоке наблюдаются несколько более высокие значения C_D чем в стационарном. На основе этих данных для цилиндрических преград умеренной шероховатости при расчете воздействия длинных волн может быть принята оценка $C_D = 1.2$.



Р и с.10. Зависимость коэффициента сопротивления от параметра Кайлегана-Карпентера при различной шероховатости и высоких значениях числа Рейнольдса



Р и с.11 Коэффициент сопротивления ($K_c = 100$) при различной относительной шероховатости $z_0 = \Delta/D$ 1 - 1/50, 2 - 1/100, 3 - 1/200, 4 - 1/400, 5 - 1/800, пунктир - гладкий цилиндр в стационарном потоке

Рассмотрим пределы применимости формулы (55). Введем безразмерные переменные

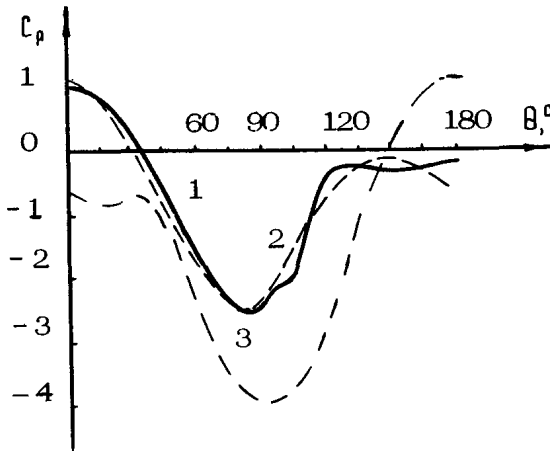
$$\eta^* = \frac{\eta}{h}, \quad t^* = \frac{\sqrt{gd}}{\lambda} t$$

и представим выражение (55) в виде

$$q = \rho g h^2 D / d \left[\frac{c_D}{2} \eta^* + c_M \frac{\pi}{4K_c} \frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} \right], \quad (57)$$

откуда, учитывая, что $c_D \sim 1,2$, а $c_M \sim 2$, следует, что при $K_c \gg 15$ с точностью до 10% вторым слагаемым в выражении (57) можно пренебречь.

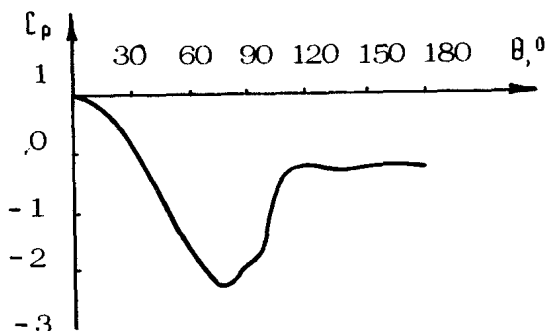
Распределение давления по контуру цилиндра, т.е. зависимость $c_p(\theta)$ при отрывном обтекании установившимся потоком, хорошо известно из экспериментальных данных. Распределение давления при обтекании цилиндра колеблющимся потоком при больших числах Рейнольдса и Кайлегана-Карпентера мало исследовано. Единственные известные нам экспериментальные данные по этому вопросу [148] относятся к колеблющемуся потоку при $Re = 2,7 \cdot 10^5$ и $K_c = 18$. В фазах колебаний, соответствующих максимальной по модулю скорости, эти данные удовлетворительно согласуются с результатами измерений в стационарном потоке (рис.12).



Р и с.12. Распределение коэффициента давления по контуру цилиндра 1 – стационарный поток, $Re = 1,56 \cdot 10^5$ [159]; 2, 3 – колеблющийся поток, $Re = 2,7 \cdot 10^5$, $K_c = 18$ [148], в фазах максимальной по модулю скорости $wt = 0$ (кривая 2), $wt = \pi$ (3)

Отметим, что колебания потока в экспериментах [148] не были полностью гармоническими, так как для $C_p(\theta, \omega t)$ только с большими погрешностями выполнялось соотношение $C_p(\theta, 0) = C_p(180, \pi)$

Таким образом, при отсутствии экспериментальных данных о распределении давления и взвешивании свободной поверхности по контуру преграды, расчет волновых нагрузок, действующих на обтекаемую преграду при $K_c \approx 15$, можно проводить по формулам (52) - (53) при задании $C_D = 1,2$ и использовании зависимости $C_p(\theta)$ (рис.13), полученной в стационарном потоке.



Р и с.13 График зависимости коэффициента давления C_p от координатного угла θ

Оценку взвешивающего давления при действии волн цунами на цилиндрическую преграду в режиме стрывного обтекания можно провести на основании формулы Пуассона (42), при подстановке в которую соотношения (51) приходим к следующему выражению

$$P(\tau, \theta) = \frac{\rho g h^2}{4\pi d} \varphi(\tau, \theta), \quad (58)$$

$$\varphi(\tau, \theta) = \int_{-\pi}^{\pi} C_p(\theta_1) \frac{b^2 - \tau^2}{b^2 - 2b\tau \cos(\theta - \theta_1) + \tau^2} d\theta_1 \quad (59)$$

Соответственно суммарная вертикальная сила, действующая на подошву цилиндра, и вызванный ею опрокидывающий момент определяются аналогично формулам (43)-(44). Эти формулы для случая стрывного обтекания могут быть представлены следующим образом:

$$F_v = (\rho g h^2 b^2 / d) C_F, \quad (60)$$

$$M_v = (\rho g h^2 b^3/d) C_m, \quad (61)$$

где C_F и C_m - безразмерные постоянные, определяемые соотношениями

$$C_F = \frac{1}{4\pi b^2} \int_0^b \int_0^{2\pi} \varphi(r, \theta) r dr d\theta, \quad (62)$$

$$C_m = \frac{1}{4\pi b^3} \int_0^b \int_0^{2\pi} \varphi(r, \theta) r^2 \cos \theta dr d\theta \quad (63)$$

Интегралы (56), (59), (60) определялись численно на ЭВМ при аппроксимации зависимости $C_p(\theta)$, представленной на рис.13 кубическими сплайнами. В результате расчетов получено, что $C_F = 1,2$, $C_m = 0,8$. Эти постоянные могут быть уточнены в дальнейшем по экспериментальным данным. Используемая в расчетах зависимость $C_p(\theta)$ получена для гладкого цилиндра и по формуле (56) соответствует $C_D = 0,5$. Для шероховатых поверхностей отмечаются более высокие значения C_D (см.рис.10), что связано главным образом не с изменением $C_p(\theta)$, а с существенным возрастанием в этом случае вклада в нагрузку на преграду турбулентных касательных напряжений, не учитываемых в формуле (54). Поэтому до уточнения экспериментальными данными рассчитанные значения C_F и C_m могут быть рекомендованы для расчета как гладких, так и шероховатых преград.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЯПОНОМОРСКОГО ЦУНАМИ 26 мая 1983 г. НА ПОБЕРЕЖЬЕ СССР

Ч.Н.Го, А.И.Иващенко, К.В.Симонов, С.Л.Соловьев

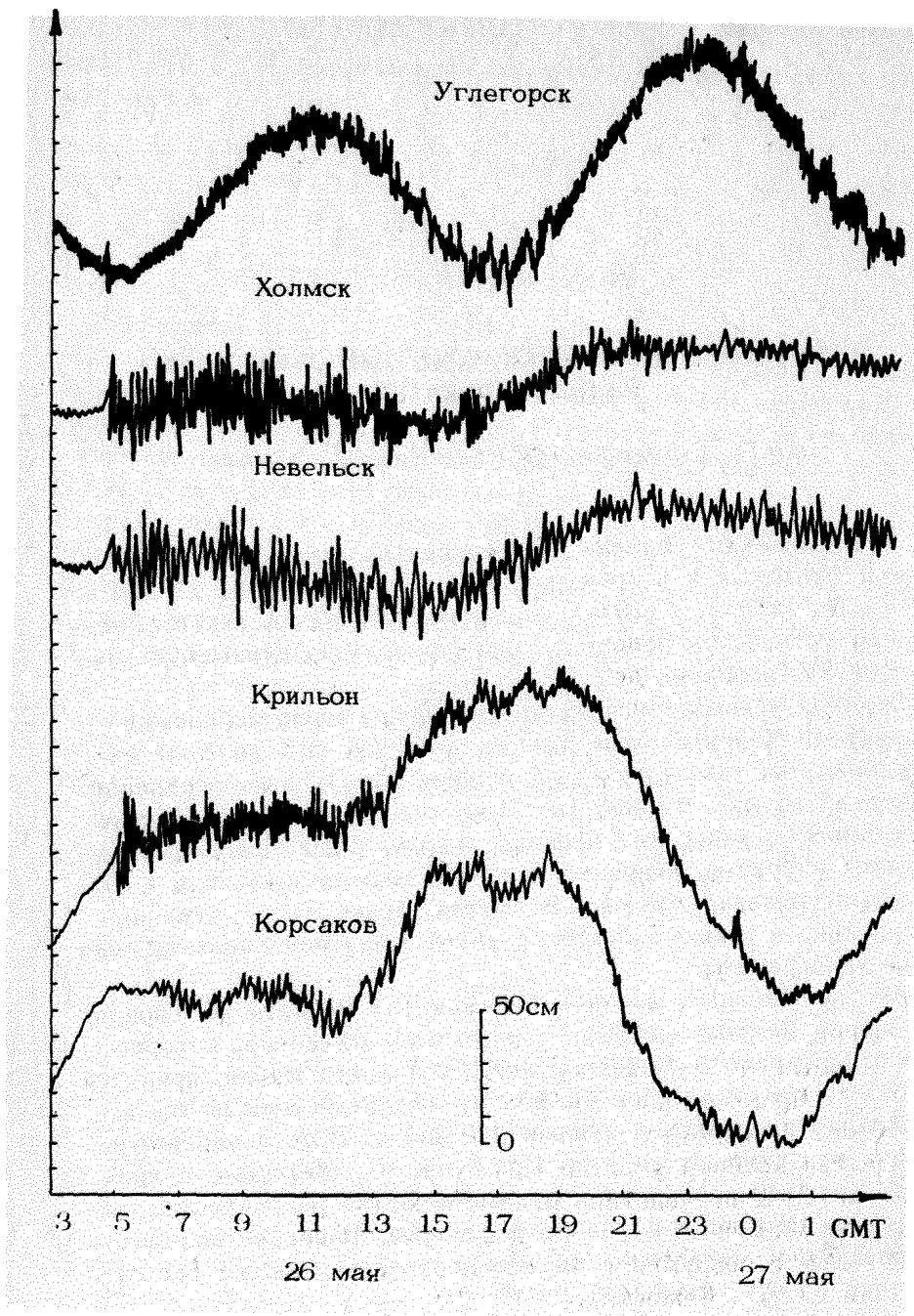
Обследование районов затопления волнами цунами побережья Приморья и о. Сахалин, проведенное в период 29 мая – 22 июня 1983 г. сотрудниками нескольких институтов, позволило установить общую картину проявления цунами 26 мая 1983 г. на побережье СССР.

Цунами проявилось практически вдоль всего побережья Приморья. Максимальные высоты волн (от 0,5 до 5 м) наблюдались на участке от бух. Успения (в 100 км восточнее Находки) до бух. Терней (в 50 км северо-восточнее Рудной Тристани), причем, как правило, подъем воды был больше в заливах и бухтах, открытых к югу и юго-востоку, т.е. к очагу землетрясения 26 мая. В бухтах, прикрытых с этих направлений, а также в бухтах с узкой горловиной высоты волн были меньше 2 м.

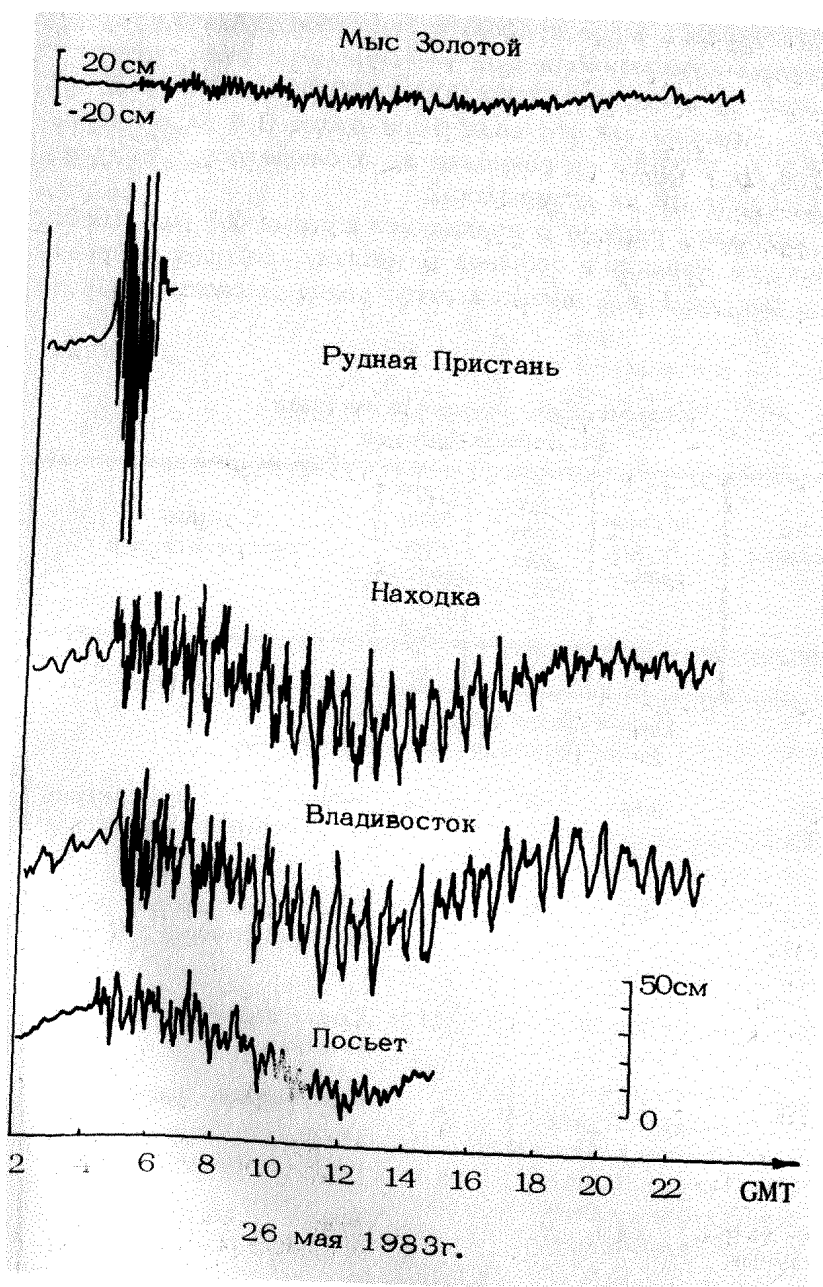
На значительной части побережья (от Посъета до Тернея) население 26 мая ощущало и само землетрясение, которое здесь достигало 2–3 баллов по 12-балльной шкале, принятой СССР. Практического ущерба от землетрясения не было.

Анализ последствий цунами 26 мая 1983 г. позволяет выделить три крупных участка Приморского побережья, в пределах которых последствия цунами заметно различаются: южный, юго-восточный и северо-восточный. Наиболее пострадали объекты и сооружения на юго-восточном участке (от бух. Успения до бух. Каменка).

В населенных пунктах Нельма, Гроссевичи, Советская Гавань Хабаровского края проявлений цунами не отмечено, записи мареографов отсутствуют.



Р и с 1 Запись цунами 26 мая 1983 г на побережье Приморья



Р и с. 2. Запись цунами 26 мая 1983 г на побережье о Сахалин

Анализ записей мареографов, установленных на м.Крильон, в населенных пунктах Невельск и Холмск, показал, что по юго-западному побережью о.Сахалин наблюдалось слабое цунами. У м.Крильон высота волн была около 0,4 м, в Невельске – 0,3 м, в Холмске волнения не наблюдалось. Разрушений и повреждений не отмечалось.

Все основные данные о проявлении цунами 26 мая 1983г. на побережье Приморья собраны в таблицу, которая приведена ниже; на рис.1 и 2 представлены копии мареограмм.

Т а б л и ц а

Основные данные о цунами 26 мая 1983 г.
на побережье Приморья

Место наблюдения	Максимальная высота волн, м	Период волн, мин	Время (местное) прихода цунами, ч мин	Описание проявлений цунами
1	2	3	4	5
Южный участок побережья Приморья (от пос.Посъета до пос Тавричанка)				
Пос Посъет, мареографный пункт	0,56	30*	15 45	Колебания продолжались до 23 ч 30 мин Ущерба нет
Бух Постовая, у причала базы ТИПРО	1,0	5-7	16 00	Отход воды составил 6-8 м от уреза. Отмечено 5-7 волн
Бух Миноносок		10	15 45	Катер подняло и бросило на причал
Бух Халовой	1,5			Максимальная длина наката 15-20 м (по выносу травы) В устье речки заплеск больше
Между мысами Низменный и Дегера	1,5			Длина наката ~20 м (по выносу травы, поплавок)
Пос Краскино				Цунами отмечено не было
Пос Славянка				В порту проявлений цунами не наблюдалось.

1	2	3	4	5
Бух Большой Баклан в районе м Баклан	1,4	5	15 10	Наблюдался отход воды на 100 м, ее уровень упал на 1,4 м Накат был равен 20–30 м (по горизонтали)
Бух Бойсмана	1,5–2	5		Осушка дна равна 50–60 м, накат на берег 40–50 м, наблюдался бор на речке до 200 м вверх, устье реки сильно размыто Скорость движения потока по суше оценена в 10 км/ч
Район г Владивостока				
Бух Золотой Рог, мареографный пункт	0,66	30–40*, 8–12*	15 50	Цунами началось с понижения уровня, наблюдались сильные течения из бухты в море Имели место обрывы швартовых концов
Бух Диомид	1,5	3–5		Сильные течения наблюдались около 6 ч; перемещение плавучего дока с обрывами якорей
Бух Патрокл	2,0			Уровень воды понизился на 2–3 м Сорвало бочки бокового ограждения
Бух Тихая, ковш водозабора ТЭЦ-2	5		15 45	Ковш был практически осушен Пострадали оборудование причала, лодочные ангары и гаражи Сорваны с тросов и выброшены на берег бобы Мареограф вышел из строя
Бух Горностаи, пос Рыбачий	3–4			Волна смыла крышу дома, подмыла лодочные ангары, гаражи.

1	2	3	4	5
Бух Шамора	2			Разбито несколько лодок в районе спасательной станции, замыло песком дорогу; накат ~ 150 м, сдвинул причал
Бух Анна, левая вершина бухты, район порта	1,0 1-1,2			Наблюдались водовороты Сильная осушка дна (половина акватории), накат до прибойной зоны Разрушений нет
Побережье от бух Анна, до пос Южно- Морской	1-2,5			Максимальный подъем (по остаткам наносов) наблюдался в вершинах бухт и заливов, обращенных к юго-востоку Дальность наката достигала 100 м; наблюдалась значительная осушка дна, падение уровня составило 2,5-3 м Ущерба нет
Бухта у пос Южно- Морской	1,5-1,8	10	15 45	В бухте резко начался отлив, наблюдалось три волны Повреждены конструкции склада, смыты углы носовы, наблюдалось подтопление складских помещений рыбокомбината и оборудования Вода вышла на территорию порта
Бух Гайдамак, район пирса, дока, вершина бухты	1,5-1,3	5-10	15 30	Максимальное падение уровня ~ 2 м, характерные сильные течения Разрушен железобетонный пирс, смыт в воду подъемный автокран Загонул старый нерабочий МРС Повреждены коммуникации дока, вырвало береговые якоря

1	2	3	4	5
Район г Находка				
Мареографный пункт (морвокзал)	0,73	40*, 6-15*	15 20	Землетрясение ощущалось в здании горисполкома Волна входила в залив с юга к устью р Партизанки Общая продолжительность волнения - 12 ч Максимум наблюдался в 18 ч 5 мин
Нефтепорт	1,0		15 15	Уровень воды снизился на 0,7-0,9 м Обнажилось дно ковша. Наблюдалось три волны, продолжалось до 20 ч 45 мин
Торговый порт	0,4		15 00	Имели место обрывы швартовых, максимум волны наблюдался в 16 ч 55 мин
Рыбный порт	0,5		15 00	Ущерба нет, но гягуи вызвал навал судов на стенки
БСФ "Нарибаидзе"	1,5-2	5		Вода держалась в течение 5 ч
В районе причала № 21 (лодочный кооператив "Прогресс")	1,3 -1,4	3	15 15	Обнажилось дно ковша Наблюдалось 3-4 волны Водой подняты катера вместе с помощами
Район водной станции (вход в зал Америка)	3-4			Выбросило яхту, повредило трубопровод, размывло косу
Порт Восточный				Наблюдались течения при малых колебаниях уровня
Побережье в районе профилактория "Приморский"	1,5-2	2-3	15 30	Землетрясение ощущалось слабо Граница загопления составляет ~ 50 м Размыл грунт насыпи вблизи уреза Вначале был отлив на 15 м Вода стала мугной

1	2	3	4	5
Юго-восточный участок побережья				
Бух Успения	3			Разрушен причал
Бух Соколовская, с-з часть бухты	3			Резкое падение уровня Колебания продолжались до 22 ч Разрушений не наблюдалось; у реки залило часть побережья
Пос Преображение, закрытая часть бухты	1--1,2	20	15 45	На базе тралового флота смыта гара, часть настила причала, повреждена установка для выращивания морской капусты
Бух Кит, пос Глазковка	1,5--2	3	15 00	Вначале наблюдался отлив на 5 м от уреза Накат максимальной волны на расстояние 15 м Наблюдалось 5 волн
Бух Валентин	3**		15 07	Вода покрывала пирс; смыт лес, гара, продукция На берег выброшен МРС, катер, частично разрушены причальные сооружения Наблюдалось три волны, уровень воды понизился на 3 м Берег загоплся на 50-70 м
Пос Морьяк- Рыболов	2,5		14 45	Началось с отлива Вторая волна максимальная Разломало пирс Суда носило по акватории порта Два МРС были выброшены на берег, перевернуло бог
Бух Олыа, внутри бухты, у входа в бухту	0,5--0,8 1--1,2		15 00	Наблюдалось три волны По реке шел бор Зона загопления у входа составила ~ 40 м Мелководная часть бухты осушилась, уровень упал на 3-4 м, в горловине наблюдалось сильное течение Повреждений нет

1	2	3	4	5
Бух Малый Темпевой (50 км к югу)	5	2-3		Толчков не ощущалось наблю- дались сильный прилив и от- лив Лодки были переброшены через валуны (+5 м) Вода сто- яла стеной у входа в буху
Зал Владимира				Больших волн и разрушений не наблюдалось
Пос Рудная Пристань	до 4,8	5	15 15	Началось с отлива Максималь- ный откат - на 200 м, накат - на 70 м Вода прошла в лагуну Вынесены две баржи, повреж- ден нефтепровод Наблюдалось 5 волн, средняя высота 3 м
Бух Лидовка (10 км к северу)	4-5		15 00	Размыта дорога, проложенная в 70- 100 м от берега Волнами разбросаны бетонные столбы и блоки Наблюдались водово- роты, зашлеск достигал 800 м Средняя высота 3 м
Бух Каменка, у пирса	3	5-10	15 15	Началось с осушения бухты (по уровню ~ 6 м) и лагуны дно у пирсов оголилось МРС легли на дно Столкновения судов Наблюдались водоворо- ты, течения Повреждены 3 пир- са, несколько МРС один вы- бросило на берег Унесло с пир- са ящики с са гару пиломате- риалы уголь Повреждено зда- ние насосной станции
Северо-западная часть бух Каменка	5			Волнение продолжается до 1 ч ночи Размыта грунтовая доро- га Старый пиланков перенесло через 5 метровый барьер у мы- са Опрокинуты домики под- топлен склад

1	2	3	4	5
Северо-восточный участок (до Адими)				
Зал Рында, северный мыс	1–1,5	15		Наблюдалось три волны, оголилась мелководная часть; разрушений не было
Пос Пластун	0,5			
Бух Терней	0,5			Слабое цунами, уровень снизился на 0,4 м; накат на расстояние ~ 40 м
М Золотой (Мареограф)	0,1			Разрушений не отмечено

Примечания

- * Периоды колебаний указаны по спектрам и СВАН-диаграммам
- ** Проверенных данных о высотах волн нет

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИНЖЕНЕРНОЙ ЗАЩИТЫ ОТ ЦУНАМИ

В.Х. Давлетшин

Обычно для защиты населенных пунктов и отдельных объектов от затопления при катастрофических подъемах уровня воды возводятся сооружения инженерной защиты. Раньше считалось, что противостоять колоссальной разрушительной силе цунами невозможно. Однако рост экономических возможностей общества и технический прогресс в строительстве, новые материалы, машины и методы производства работ, а также возрастающий уровень знаний о цунами и его воздействиях на берега и сооружения делают инженерную защиту от цунами делом вполне реальным. Успешный опыт строительства надежных сооружений инженерной защиты от цунами в Японии наглядное тому свидетельство [48, 77, 122, 147].

В практике инженерной защиты уже построенных населенных пунктов и предприятий применяются два метода локальная и комплексная защита. Локальная защита выполняется для отдельного населенного пункта, объекта или его части, обычно с применением сооружений, располагаемых либо на суше, либо на урезе. При необходимости в защите ряда близкорасположенных объектов или населенных пунктов, находящихся на берегах одной бухты или фиорда, может оказаться более экономичной комплексная защита при помощи ограждающего сооружения, возводимого на глубинах, где цунами еще не имеет большой высоты. Примером такой защиты является сооружение противоцунамного волнолома в порту Офанато [147]. Локальная защита в последнее время строится с целью полного отражения цунами. Комплексная защита обычно бывает неполной, так как по условиям сохранения

судоходства и защиты окружающей среды ее фронт не может быть непрерывным. По этой причине в некоторых случаях может возникнуть необходимость в комбинировании возможностей комплексной и локальной защиты. Для защиты от тайфунов, штормовых нагонов и цунами чаще других используются возводимые на суше береговые дамбы и стены. Факты говорят, что высота этих сооружений часто назначается такой, чтобы защищать от повторяющихся тайфунов и нагонов, и бывает недостаточной для защиты от сильных цунами [77]. При цунами такие сооружения разрушаются из-за размыва тылового откоса и основания при переливе потока через их гребень.

Высокие дамбы из местных материалов являются надежной защитой от цунами. Сравнительно большое распространение дамб инженерной защиты, построенных из местных материалов, объясняется следующими достоинствами:

- их можно возводить практически из любого местного грунта;
- можно возводить на грунтах любой несущей способности;
- их возведение не требует ни громоздких и дорогих механизмов, ни особой квалификации строителей;
- строительство может вестись практически в любое время года, к тому же они легко ремонтируются.

К числу их недостатков относятся

- большой расход материалов;
- они занимают при большой высоте много места на берегу.

По гребню дамб иногда устраивают дороги, в других случаях сажают деревья. Примеры конструкций грунтовых дамб инженерной защиты приведены на рис. 1, а - г.

Высота дамб определяется по максимальному заплеску расчетного цунами повторяемостью 1 раз в 100 лет. Расчетной для них является гидростатическая нагрузка при отращении цунами. Дополнительно проверяется сейсмостойкость откосов. Необходимую устойчивость дамб можно обеспечить, делая откос более пологим или армируя тело дамбы. Фронтальный откос дамбы укрепляется камнем или бетонными плитами. Считается, что строительство дамб высотой более 10 м экономически нецелесообразно, хотя есть примеры строительства защитных дамб высотой 16 м [122].

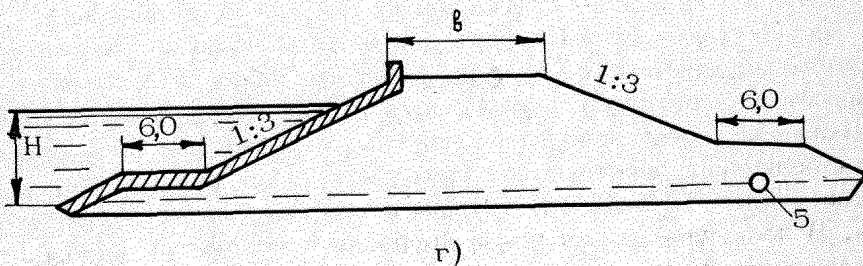
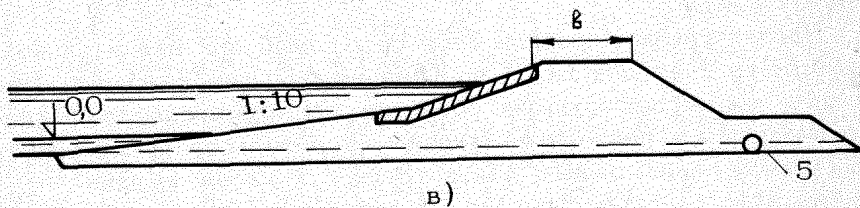
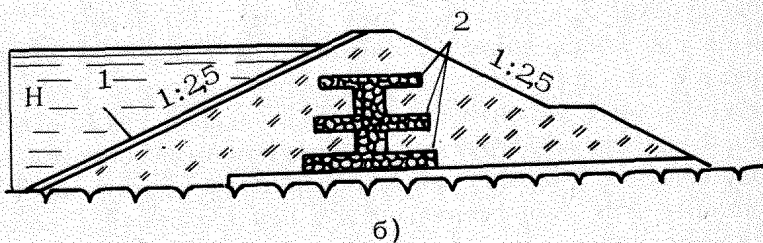
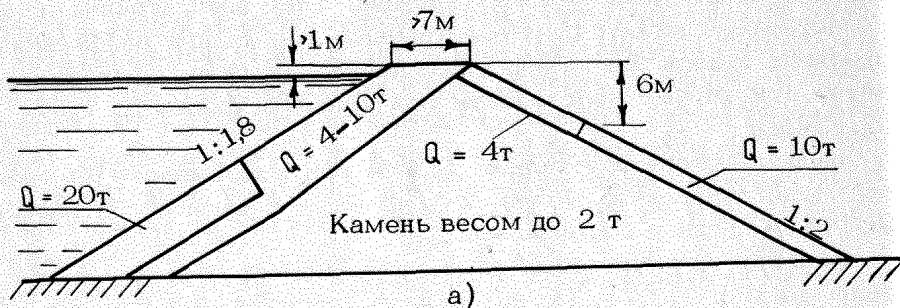
Перелив цунами через незащищенный гребень и низовой откос приводит к большим размывам и может послужить причиной разрушения дамбы. Каменно-набросные дамбы из-за влияния инфильтрации разрушаются более интенсивно, чем намывные и насыпные земляные дамбы. Учет инфильтрации по расчетам оказывается несущественным только при заложении низового откоса 1:6. Набросные дамбы с тыловым откосом круче 1:2 вообще неустойчивы при подъеме уровня до гребня дамбы.

Защита гребня и тылового откоса при возможности кратковременного перелива может осуществляться камнем, бетоном или полимерными материалами.

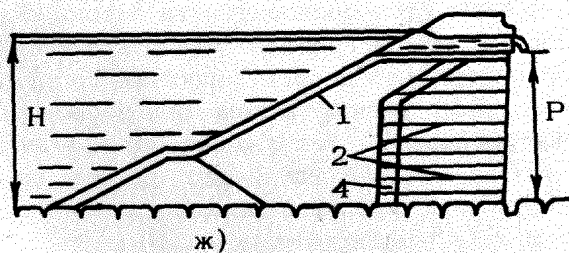
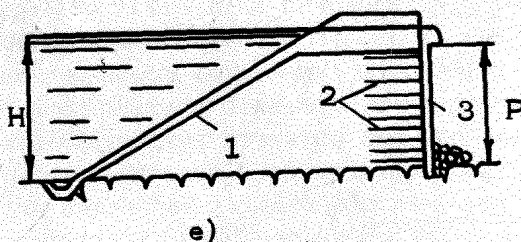
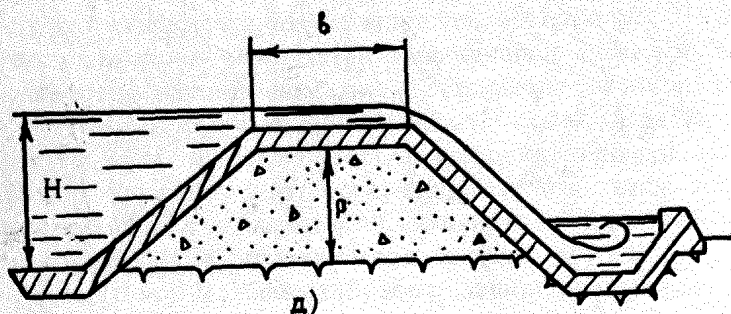
Конструкции береговых дамб, допускающих перелив, показаны на рис. 1, д-ж. По аналогии с сооружениями инженерной защиты водохранилищ, при отнесении дамб к 4-му классу капитальности можно допустить перелив через гребень дамбы цунами с повторяемостью 1 раз в 10 лет [93]. Необходимая для обеспечения устойчивости ширина сооружения по подошве и тип крепления откосов определяются с учетом перелива цунами с вероятностью 1 раз за срок службы сооружения. Срок службы грунтовых сооружений инженерной защиты определен в 80 лет согласно правилам технической эксплуатации этих сооружений. Отвод переливающейся воды осуществляется посредством специальных стоков к станциям перекачки, либо к шлюзам в теле дамбы, перекрываемым на время цунами.

Распластанный профиль береговых дамб при значительной высоте требует для их возведения больших площадей. При защите уже существующих объектов или строительстве новых на площадке ограниченной ширины строительство дамб может оказаться невозможным из-за трудности их размещения на имеющейся береговой полосе. В таких случаях строятся береговые стены обжатого профиля; их фронтальную плоскость делают вертикальной, слегка наклонной или криволинейной. В Японии такие стены строят для защиты поселков за рыболовецкими портами [122]. Они защищают поселки и обеспечивают ограниченную деятельность рыболовецких портов. Для сообщения между поселком и портом, а также для обеспечения эвакуации работающих в порту при опасности цунами, в стене через 150-200 м устраиваются металлические ворота. В последнее время из-за коррозии конструкций ворота делают из сплава алюминия. При берегу, оформленном

ГЛУХИЕ ДАМБЫ



ПЕРЕЛИВНЫЕ ДАМБЫ



Р и с. 1. Дамбы-плотины для защиты от затопления при цунами
 а – каменно-набросная; б – сейсмостойкая, из суглинка, с ядром-дренажем; в,г – намывные; д – со сплошным бетонным покрытием; е,ж – сейсмостойкие, с армированием грунта 1 – ЖБ-экран; 2 – армирующие элементы; 3 – облицовка; 4 – фильтр; 5 – дренаж

в виде набережной, получается 2-ступенчатая конструкция.

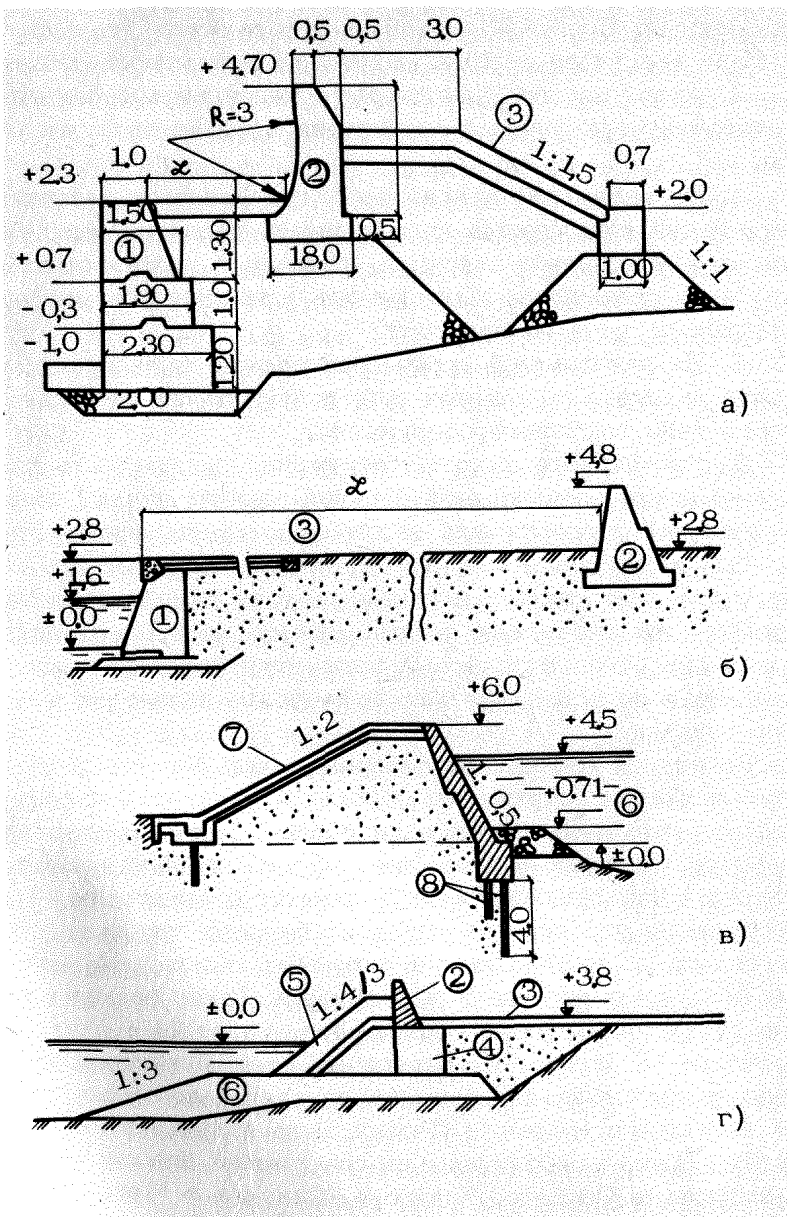
По оценкам японских специалистов береговые стены в ближайшем будущем будут являться основной конструкцией инженерной защиты для небольших рыболовецких портов и поселков [122]. Строительство длинных дорогостоящих стен вдоль берегов создает значительные неудобства в случае узкой прибрежной полосы, характерной для большинства островных океанских побережий. Стены ограничивают возможности нормального функционирования портов, отделяют порт от города, занимают много места, затемняют город, мешают нормальной естественной вентиляции, неэстетичны в архитектурном отношении, поэтому ищутся возможности их полезного использования в обычное время, разрабатываются архитектурные приемы, учитывающие наличие таких стен. В частности, есть варианты строительства стен в виде объемных конструкций с возможностью использования внутренних объемов для размещения портовых складов, гаражей. По верху таких стен проектируются дороги. На береговые дамбы и стены, как правило, действует поток цунами с крутым фронтом, но расчетной нагрузкой для них является гидростатическое давление воды при отражении цунами. Создание внутренних объемов позволяет при высоких стенах обеспечить их устойчивость и снизить нагрузки на основание до допустимых.

При наличии широкой прибрежной полосы стены строят подалеже от уреза, что может уменьшить их строительную стоимость. Конструкция стен возводится из бетона, либо из армобетона. Перелив через гребень стен обычно не допускается.

При узкой прибрежной полосе защитные сооружения располагаются на урезе. Конструктивно они возводятся как обычные берегоукрепительные сооружения, но в отличие от последних, значительно возвышаются над уровнем защищаемого берега. Примеры конструкций береговых стен и берегоукреплений приведены на рис.2.

Разнообразие топографии дна и берегов, геологии, экспозиция объекта по отношению к эпицентру цунами и другие обстоятельства исключают типовой подход к сооружениям инженерной защиты от цунами. Анализ опыта эксплуатации береговых сооружений инженерной защиты [48,77] позволяет сформулировать следующие условия, обеспечивающие надежную защиту от цунами береговыми сооружениями.

1. Сооружение должно иметь достаточную высоту, чтобы не допустить перелива через гребень цунами расчетной обес-



Р и с 2 Примеры конструкций береговых стен а – композитного типа, б – удаленная от причала; в – прирезовая стена-дамба, г – в сочетании с берегоукреплением 1 – стена-причал; 2 - береговая стена, 3 – бетонное покрытие; 4 – массив-гигант; 5 – наброска из тетраподов; 6 – камень; 7 – отмостка; 8 – свай

печенности. Если нельзя задать форму волны, то в расчет должна вводиться теория, дающая максимальный заплеск.

2. Фронт защиты должен быть непрерывным, исключаящим затопление защищаемой территории в обход сооружений защиты.

3. Во избежание повреждений при действии расчетной волны цунами конструкция должна иметь развитое поперечное сечение и монолитное покрытие, способное противостоять удару волн, размывам и эрозии при длительных атмосферных осадках по всей поверхности.

4. На защищаемой территории должен быть предусмотрен отвод ливневых и сточных вод, исключаящий их фильтрацию через тело защитного сооружения.

5. При расчете высоты сооружения должна быть учтена возможность увеличения расчетной высоты цунами за счет отражения от сооружений защиты противоположного берега.

6. Сооружения 4-го класса, предназначенные для защиты от часто повторяющихся цунами и допускающие перелив через гребень при расчетных цунами, должны иметь монолитное крепление откосов по всему периметру профиля, усиленное крепление по подошве тыловой стороны, ливнесток и насосную станцию.

Некоторой альтернативой применению береговых дамб и стен является сооружение морских оградительных сооружений – молов и волноломов, способных частично отразить подходящие к защищаемому объекту волны цунами и уменьшить высоту волн, прошедших на защищаемую акваторию. Такие сооружения строятся на довольно больших глубинах, где цунами еще не принимает тех огромных высот, при которых защита уже практически невозможна. Такое решение удобно для порта или группы портов, расположенных в одной бухте, поскольку в отличие от береговых стен волноломы не создают препятствий для нормальной деятельности портов. После чилийского цунами в Японии было принято решение о проектировании 4 оградительных сооружений для защиты от цунами портов Офунато, Хачинохе, Онагава и Мори [147]. Первое из них – волнолом в бух. Офунато – было построено за 1963–1967 гг. и доказало свою эффективность при цунами 1968 г. Волнолом построен на входе в бухту Офунато на скальных грунтах. Общий вид и поперечные разрезы приведены на рис.3. Сооружение способно противостоять цунами высотой 3 м, совпадающим с приливом высотой 1,4 м, при раз-

ности уровней с обеих сторон сооружения 3 м. При максимальном расчетном цунами допускается перелив через парапет слоем толщиной до 1 м. Устойчивость откосов каменной постели и устойчивость массивов-гигантов проверялась на сейсмическую нагрузку модифицированным методом сейсмических коэффициентов [169]. Прошедшее в 1968 г. цунами подтвердило правильность расчетов, положенных в основу проектного решения: высота цунами на защищаемой акватории снизилась вдвое. Резонансный период бухты уменьшился с 37 мин до 8 и 16 мин. При этом коэффициент резонансного усиления цунами в бухте снизился с 7 до 3,8. Строительство обошлось в 1,9 биллиона иен (около 4,5 млн. руб) [147].

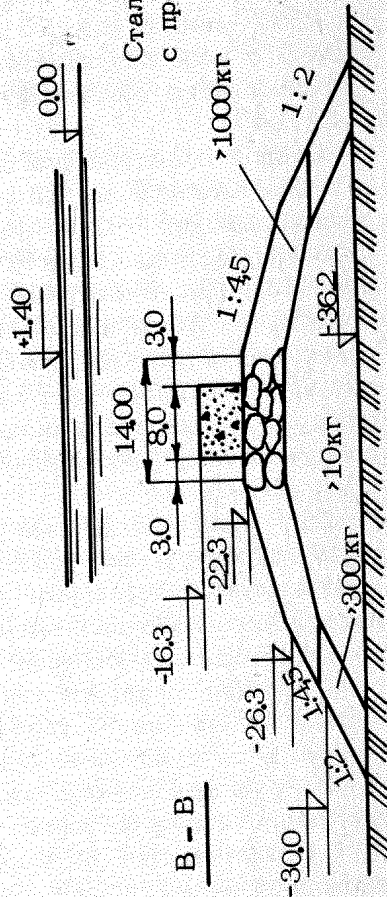
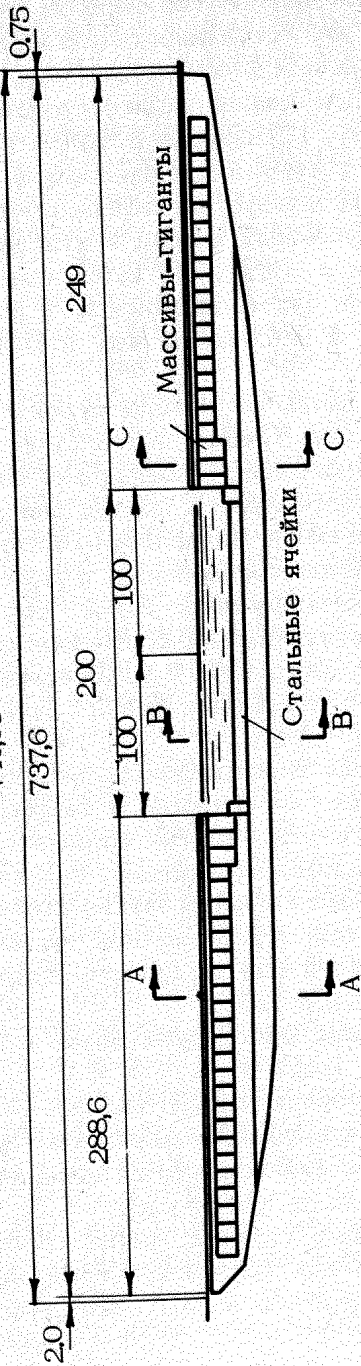
Второй волнолом для защиты от цунами проектировался в бухте Камаиси на побережье Санрику. Это будет один из самых высоких в мире волноломов. Общая длина сооружения 1960 м, в средней части оставляется проход для судов шириной 300 м. Между берегами и волноломом остаются два прохода по 50 м для улучшения водообмена с морем. Максимальная глубина в створе сооружения 65 м. Волнолом будет иметь композитную конструкцию. Высота каменной постели 40 м, ширина у основания до 600 м. Верхняя часть сооружается из массивов-гигантов высотой 21 м и шириной 17 м [169].

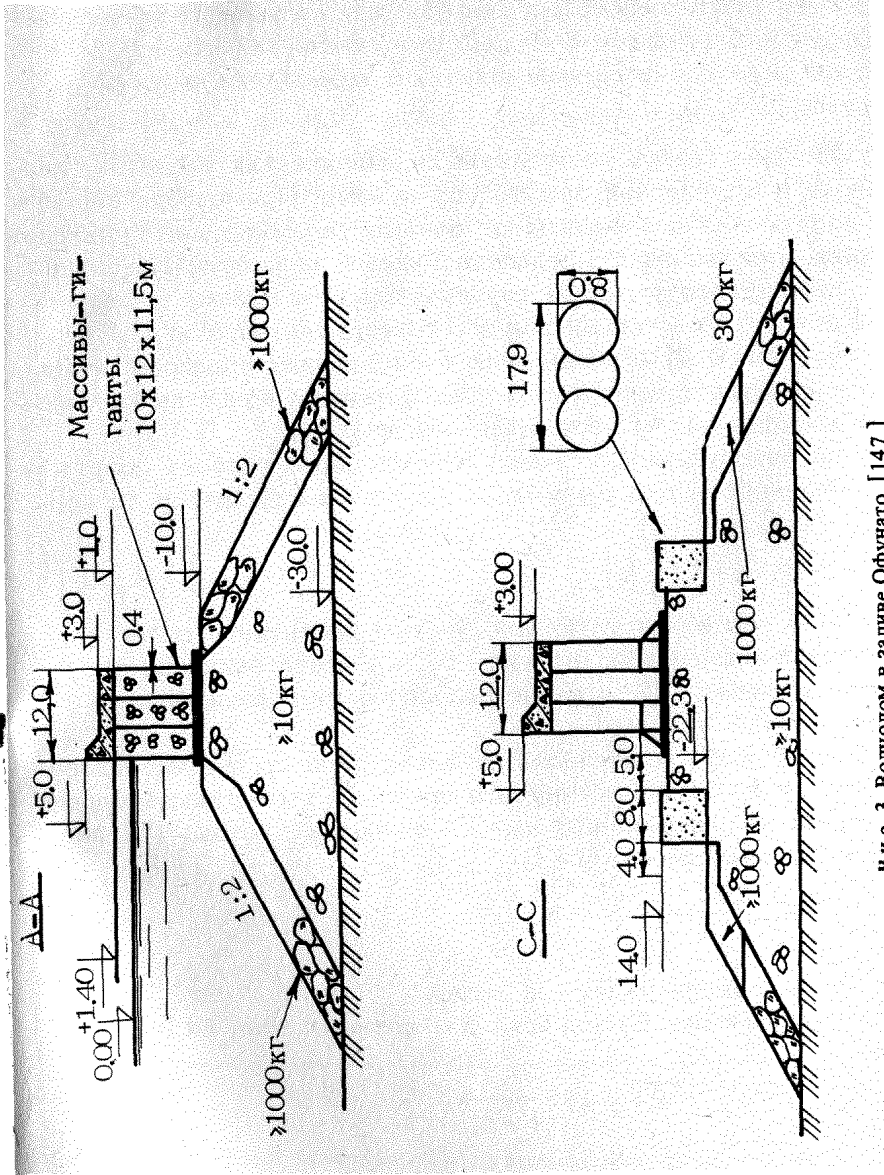
При защите от цунами при помощи волноломов становятся несущественными большинство неудобств, неизбежных при использовании береговых средств защиты. Вместе с тем возникает несколько специфических затруднений, связанных с перегораживанием большей части ширины бухты; главные из них:

- большие скорости течений в воротах при цунами, требующие специального крепления дна на судовом ходе у волнолома и затрудняющие судоходство;
- нарушение обмена водных масс, приводящее к нарушению экологического режима вод;
- строительство на акваториях может вестись только при спокойной воде, требует специальных механизмов, труда водолазов и других высококвалифицированных специалистов, специальных высококачественных материалов;
- при сооружении на слабых грунтах требуется большое количество камня. Вместе с тем количество створов, где сооружение морских ограждений могло бы конкурировать со

Продольный разрез

740,35





Р и с. 3. Воллолом в заливе Офунато [147]

строительством береговых сооружений, весьма ограничено, поэтому в ближайшем будущем сооружение береговых дамб и стен остается основным способом инженерной защиты от цунами [122].

Обсудим теперь результаты гидравлических расчетов, связанных с инженерной защитой от цунами. При выборе варианта сооружений для защиты от цунами определяющей будет величина максимального заплеска цунами на сооружение защиты, являющаяся функцией глубины, высоты цунами в расчетном створе и состояния волны (неразрушенная, бор или накат по суше). При дальнейших рассуждениях предполагается, что по результатам расчета трансформации известны огибающая высот и место обрушения цунами [14].

При недопущении перелива цунами через гребень сооружения его высота над расчетным уровнем вычисляется по формуле

$$H = d + H_3 + \Delta H, \quad (1)$$

где d - расчетная глубина с учетом расчетного сочетания прилива и штормового нагона, H_3 - высота заплеска от расчетного уровня, ΔH - запас безопасности, принимаемый в пределах 0,5 - 1,0 м.

Расчет высоты заплеска от расчетного уровня на основе уравнения сохранения импульса приводит к следующей формуле связи максимума заплеска со скоростью потока (подробности в нашей работе [14]):

$$H_3 = \frac{uc + 0,5u^2}{g} + h, \quad (2)$$

где h - высота падающей волны.

В приближении Буссинеска для длинных волн на мелкой воде

$$c = \sqrt{g(h+d)}, \quad u = \frac{ch}{h+d} \quad (3)$$

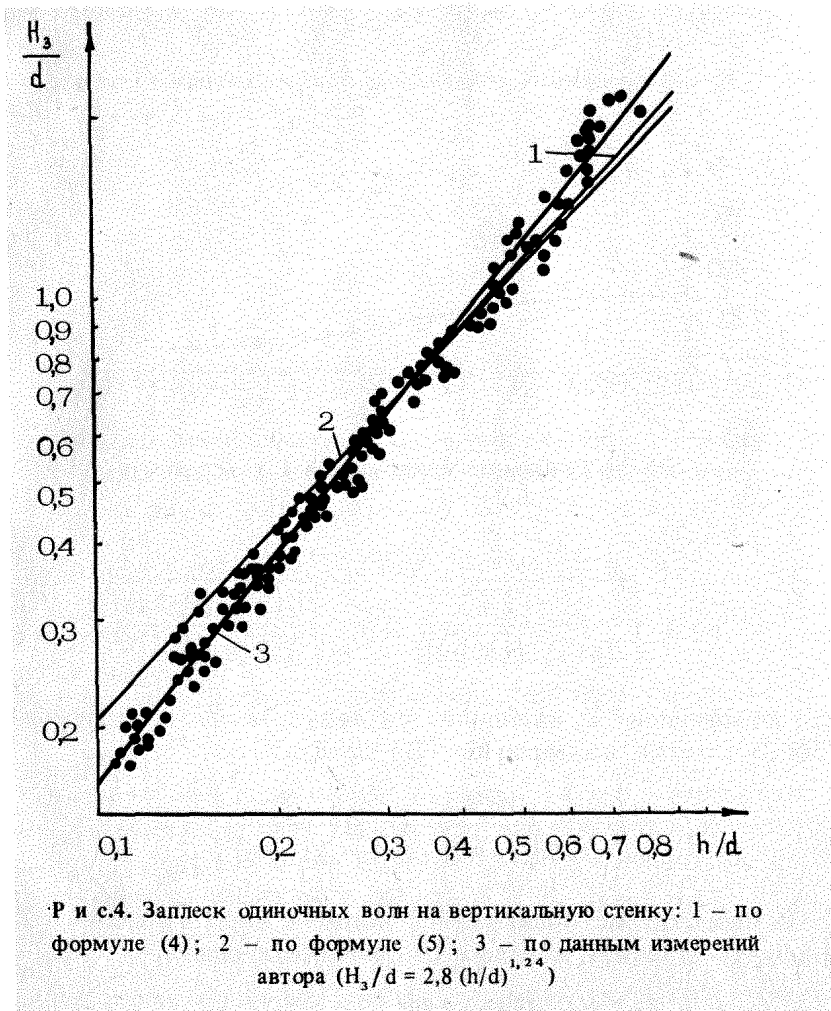
При подстановке в формулу (2) максимальный заплеск неразрушенной волны равен

$$H_3 = 2h \left[1 + \frac{h}{4(h+d)} \right] \quad (4)$$

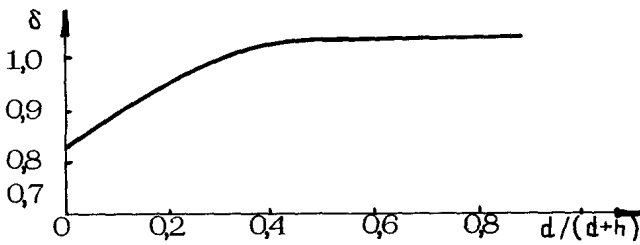
В работе [69] приведена формула

$$\frac{H_3}{d} = 4 \left[1 + \frac{h}{d} - \sqrt{1 + \frac{h}{d}} \right], \quad (5)$$

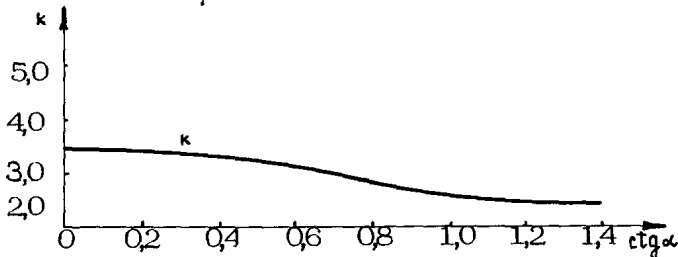
полученная при точном решении уравнений мелкой воды. Результаты расчетов по формулам (4), (5) отличаются не более чем на 2% (кривая 2, рис.4), что свидетельствует о их практической равноценности.



При определении высоты наката разрушенных волн (борн) воспользуемся формулами для скоростей из работы [78].



Р и с. 5. Зависимость коэффициента δ от относительной глубины



Р и с. 6. Зависимость коэффициента k от угла откоса

$$u = h \sqrt{\frac{g(h+2d)}{2(h+d)[d+h(1-\delta)]}}, \quad c = \sqrt{\frac{g(h+d)(h+2d)}{2[d+h(1-\delta)]}}, \quad (6)$$

где коэффициент δ определен по результатам экспериментов (рис.5), тогда из формулы (2) следует

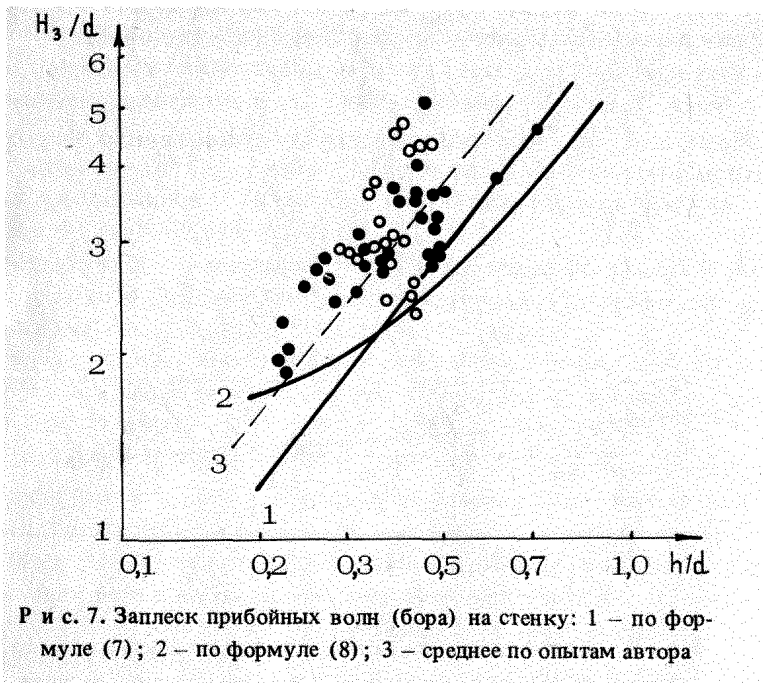
$$H_3 = h \left\{ 1 + \frac{h+2d}{2[d+h(1-\delta)]} \left[1 + \frac{h}{2(h+d)} \right] \right\} \quad (7)$$

В японских источниках [78] заплеск бора вычисляется по формуле, имеющей в наших обозначениях вид

$$H_3 = \frac{\kappa}{4} \frac{(h+d)(h+2d)}{d+h(1-\delta)}, \quad (8)$$

где $\kappa = f(\text{ctg } \alpha)$. При $\text{ctg } \alpha = 0$ $\kappa = 3,5$ (рис.6).

Сравнение результатов расчетов по формулам (7) и (8) с данными измерений на моделях приведено на рис.7.



При $d=0$ формулы (6) приобретают вид

$$u = h \sqrt{\frac{g}{2h(1-\delta)}}, \quad \tau = \sqrt{\frac{gh}{2(1-\delta)}}, \quad (9)$$

что позволяет записать для стенки, стоящей на урезе,

$$H_3 = 5,4h. \quad (10)$$

Величину максимального заплеска на крутонаклонную стенку, расположенную на берегу, вдали от уреза, можно получить, используя для фазовой скорости известную формулу для потока по сухому дну

$$c = n \sqrt{gh}, \quad (11)$$

где по данным разных авторов величина n колеблется в зависимости от шероховатости берега в пределах от 1,83 до 2,25 [114]. Соотношение между средней и средней поверхностной скоростями в живом сечении потока [30] будет следующим

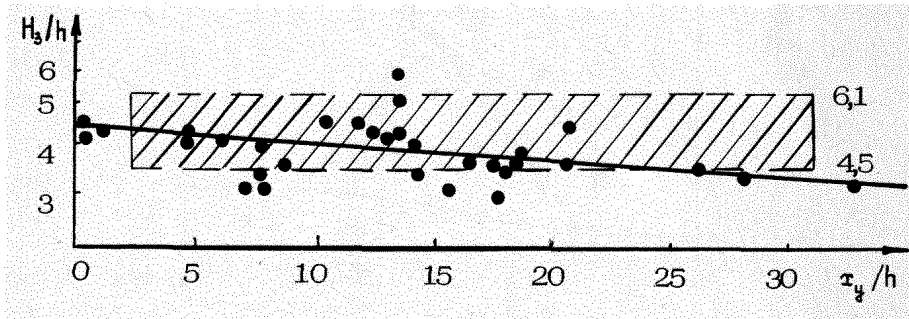
$$u = 0,85 u_{\text{ноб}} \quad (12)$$

Если принять, что $u_{\text{ноб}} = c$, то при $n = 2$ для малошероховатых песчаных берегов по формуле (2) получаем

$$H_3 = 6,1h \quad (13)$$

При $n = 1,83$, что соответствует существенно шероховатым берегам,

$$H_3 = 4,46h \quad (14)$$



Р и с 8. Заплеск цунами на дамбу, стоящую на суше X_y – расстояние от уреза до подошвы дамбы, h – высота волны на урезе

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 4, 7, 8, подтверждают достаточную надежность расчетов по формулам (4), (7), (10), (13) для крутых стен.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Белов В В, Мартыненко Т В, Нуднер И С, Яковлев В В Теоретическое и экспериментальное исследование воздействия одиночных волн на цилиндрические преграды большого диаметра – В кн Тез докл совещ. по цунами Обнинск, 1985, с 140–143
- 2 Белоцерковский С М, Бурынин Е Е, Гушин В А Поле скоростей в окрестности зоны опрокидывания – В кн Проблемы гидромеханики в освоении океана, ч 2 А Киев ИГ АН УССР, 1984, с 155–157
- 3 Бернштейн В А О локальном цунамирайонировании (постановка задачи и состояние методов ее решения) – В кн Оперативный и долгосрочный прогноз цунами Владивосток ДВНЦ АН СССР, 1983, с 143–149
- 4 Бернштейн В А, Марамзин В Я Расчет набегания цунами на берег в зависимости от наклона дна и его шероховатости – В кн Волны цунами Тр СахКНИИ, вып 29 Южно-Сахалинск, 1972, с 140–145
- 5 Бухтеев В Г, Клещева Г П, Плинь Н Л и др Некоторые вопросы численного моделирования волн цунами – В кн . Распространение и набегание на берег волн цунами М Наука, 1981, с 132–138
- 6 Ванина Е Г, Железняк М И, Яковлев В В Дифракционное взаимодействие поверхностных волн с вертикальным цилиндром, расположенным на проникаемом основании – В кн Проблемы гидромеханики в освоении океана, ч 2 А Киев ИГ АН УССР, 1984, с 101–102
- 7 Вольцингер Н Е Длинные волны на мелкой воде Л Гидрометеиздат, 1985 160 с
- 8 Вольцингер Н Е, Клеванный К А Расчет наката цунами на берег с учетом вертикальной структуры потока Препринт №94 Горький ИПФ АН СССР, 1984 25 с
- 9 Го Ч Н, Кайстренко В М, Симонов К В Локальный долгосрочный прогноз и цунамирайонирование Препринт Южно-Сахалинск СахКНИИ ДВНЦ АН СССР, 1982 26 с
- 10 Го Ч Н, Кайстренко В М, Пелиновский Е Н, Симонов К В Опыт практического цунамирайонирования – В кн Прогноз сейсмической опасности на Дальнем Востоке Южно-Сахалинск, 1984, с 9–11
- 11 Го Ч Н, Кайстренко В М, Симонов К В и др Методы расчета цунамиопасности побережий – В кн Землетрясения и предупреждение стихийных бедствий Тр геолог конгр, т 6 М Наука, 1984, с 133–140
- 12 Гогодзе И К, Хуцишвили В В Численный метод исследования взаимодействия морских волн с берегом – Сообщ АН ГрССР, 1983, вып 112, №2, с 249–252
- 13 Гришанин К В Динамика русловых потоков Л Гидрометеиздат, 1979 311 с
- 14 Давлеглин В Х Накаг цунами на крутонаклонные преграды – В кн Проблемы гидромеханики в освоении океана, ч 2 А Киев ИГ АН УССР, 1984, с 99–100

- 15 Давлетшин В Х Силовое воздействие одиночных волн на вертикальные сооружения – В кн Совещание по цунами Тез докл Горький ИПФ АН ССРС, 1984, с 41–43
- 16 Давлетшин В Х , Лаппо Д Д Силовое воздействие цунами на вертикальные цилиндрические преграды – Изв ВНИИГ им Б Е Веденеева, 1984, т 170, с 89–96
- 17 Демченко Р И Взаимодействие под углом волн с вертикальной стенкой – В кн Совещание по цунами Тез докл Горький ИПФ АН СССР, 1984, с 44–46
- 18 Динамика сплошных сред в расчетах гидротехнических сооружений /Под ред В М Лятхера, Ю С Яковлева М Энергия, 1976 391 с
- 19 Доронин Ю П , Клещева Г П , Плинка Н Л Численное моделирование волн цунами – В кн Вопросы долгосрочного и оперативного прогноза цунами Владивосток СахКНИИ ДВНЦ АН СССР, 1981, с 36–38
- 20 Дорфман А А О неустановившихся длинных кольцевых волнах конечной амплитуды, вызванных перемещениями дна бассейна – В кн Теория волн и расчет гидротехнических сооружений М Наука, 1975, с 45–51
- 21 Дорфман А А О неустановившихся волновых движениях жидкости над наклонным дном – Изв АН СССР МЖГ, 1984, №6, с 65–70
- 22 Дорфман А А , Печенин С А Взаимодействие открытого потока с вертикальной призматической преградой – В кн Распространение и набегание на берег волн цунами М Наука, 1981, с 156–163
- 23 Дорфман А А , Поплавский А А О приближенных уравнениях теории длинных волн – В кн Параметры очагов цунамигенных замлетрясений и особенности цунами Владивосток, 1980, с 6–9
- 24 Дорфман А А , Ягодвик Г И Уравнения приближенной нелинейно-дисперсионной теории длинных гравитационных волн, возбуждаемых перемещениями дна и распространяющихся в бассейне переменной глубины – В кн Численные методы механики сплошной среды Новосибирск ИТПМ СО АН СССР, 1977, №1, с 36–48
- 25 Дыхан Б Д , Жак В М , Куликов Е А и др Первая регистрация цунами в океане (цунами 23 02 80 у Южных Курильских островов) – ДАН СССР, 1981, т 257, №5, с 1088–1092
- 26 Железняк М И Исследование распространения длинных поверхностных волн с учетом нелинейно-дисперсионных и турбулентных эффектов Канд дис /ИГ АН УССР Киев, 1983 179 с
- 27 Железняк М И К численному расчету встречных взаимодействий поверхностных волн – Гидромеханика, 1979, вып 39, с 44–48
- 28 Железняк М И , Сидорчук В Н К численному расчету трансформации волнения в прибрежной зоне – В кн Волны в сплошных средах Киев, 1978, с 13–19
- 29 Железняк М И , Селезов И Т О численном моделировании трансформации поверхностных волн в прибрежной зоне – В кн Численные методы в гидравлике Л Энергия, 1980, с 63–67
- 30 Железняков Г В Пропускная способность русел каналов и рек Л Гидрометеоиздат, 1981 81 с

- 31 Загрядская Н Н , Иванова С В , Нуднер Л С , Шошин А И Действие длинных волн на вертикальную преграду – Изв ВНИИГ им Б Е Веденева, 1980, т 138, с 94–101
- 32 Иванов В В Пространственно-временное развитие землетрясения и генерация цунами – В кн Сопещение по цунами Тез докл Горький ИПФ АН СССР, 1984, с 73–75
- 33 Иванов В В , Симонов К В , Гардер О И К оценке эффектов экранирования и цунамиопасности бухт – Изв АН СССР ФАО, 1984, т 20, №12, с 1206–1214.
- 34 Кайстренко В М , Пелиновский Е Н , Симонов К В Накат и трансформация волн цунами на мелководье – Метеорология и гидрология, 1985, №10, с 68–75.
- 35 Кайстренко В М , Пелиновский Е Н , Симонов К В Проблема учета цунами при расчетах берегозащитных и гидротехнических сооружений – В кн Сопещение по цунами Тез докл Горький ИПФ АН СССР, 1984, с 76–78
- 36 Кайстренко В М , Пелиновский Е Н , Симонов К В Прогноз типа наката цунами на побережье Курило-Камчатской зоны – Там же, с 78–80
- 37 Кайстренко В М , Пелиновский Е Н , Симонов К В Расчеты параметров волн цунами в мелководной зоне и на берегу – В кн Проблемы гидромеханики в освоении океана, ч 2 А Киев ИГ АН УССР, 1984, с 112–113
- 38 Карпман В И Нелинейные волны в диспергирующих средах М Наука, 1973 175 с
- 39 Картвелишвили Н А Потоки в недеформируемых руслах Л Гидрометеоздат, 1973 279 с
- 40 Катастрофическое землетрясение Акиты 26 мая 1983 года – Изд Акита Кан Синхо, 1983 49 с (на япон языке)
- 41 Козлов С И О накате волны цунами на берег без обрушения – Изв АН СССР ФАО, 1981, т 17, №9, с 996–1000
- 42 Кононкова Г Е , Показеев К В Экспериментальное исследование наката волн солитонного типа на плоские откосы – Изв АН СССР ФАО, 1984, т 20, №6 14 с
- 43 Кононкова Г Е , Показеев К В , Волошина И Л Заплеск длинных волн на береговые откосы – Рукопись деп в ВИНТИ, 1983, №2395-83, с 520–525
- 44 Кононкова Г Е , Рейхрудель А Э Модельные исследования выхода одиночных волн на берег – В кн Волны цунами Тр СахКНИИ, вып 29 Южно-Сахалинск, 1972, с 135–139
- 45 Кононкова Г Е , Рейхрудель А Э , Нгуен Тхе Тьонг Изменение высот и разрушение одиночных волн на плоском береговом откосе – Вестн МГУ Сер физика, 1974, №2, с 138–146
- 46 Коуэл Д Методы возмущений в прикладной математике М Мир, 1972. 274 с
- 47 Клеванный К А , Пелиновский Е Н Оценка влияния диссипации на волну цунами с помощью модели с постоянным коэффициентом турбулентного обмена. В кн Тез докл 4-й Всесоюз конф по проблемам научных исследований

в области изучения и освоения Мирового океана Владивосток ДВНЦ АН СССР, 1983, с 37–39

48 Кульмач П П , Филиппенок В Э Воздействие цунами на морские гидротехнические сооружения М Транспорт, 1984 303 с

49 Ландау Л Д , Лифшиц Е М Механика сплошных сред М Гостехиздат, 1953. 788 с

50 Лаппо Д Д Современное состояние и задачи исследования воздействия волн на обтекаемые преграды и сквозные гидротехнические сооружения – В кн Методы исследований и расчетов волновых воздействий на гидротехнические сооружения и берега Л Энергоиздат, 1982, с 90–91

51 Ле Меоте Б Введение в гидродинамику и теорию волн на воде Л Гидрометеозиздат, 1974 368 с

52 Лятхер В М , Милитеев А Н Гидравлические исследования численными методами – Водные ресурсы, 1981, №3, с 60–79

53 Лятхер В М , Милитеев А Н Расчет наката длинных гравитационных волн на откос – Океанология, 1974, т 14, №1, с 37–42

54 Лятхер В М , Милитеев А Н , Мишуев А В , Сладкевич М С Исследование наката волн цунами на берега численными методами – В кн Совещание по проблеме цунами Новосибирск ВЦ СО АН СССР, 1982, с 9–10

55 Лятхер В М , Милитеев А Н , Школьников С Я Расчет наката волн цунами на берега – В кн Изучение цунами в открытом океане М Наука, 1978, с 48–55,

56 Лятхер В М , Мишуев А В , Милитеев А Н , Сладкевич М С Численные методы расчета наката длинных волн на берег – В кн Процессы возбуждения и распространения цунами М ИОАН, 1982, с 103–108

57 Мазова Р Х Накат волн цунами на откосы сложных профилей – В кн Краткосрочный и долгосрочный прогноз цунами М ИОАН, 1983, с 58

58 Мазова Р Х Теория наката необрушивающихся волн цунами на берег Дис . канд физ-мат наук М ИОАН, 1984 168 с

59 Мазова Р Х , Пелиновский Е Н Линейная теория набегания волн цунами на берег – Изв АН СССР ФАО, 1982, т 18, №2, с 166–171

60 Мазова Р Х , Пелиновский Е Н , Соловьев С Л Статистические данные о характере наката волн цунами – Океанология, 1983, т 23, №6, с 932–937

61 Мазова Р Х , Пелиновский Е Н , Шаврацкий С Х Нелинейная теория наката волн на берег – В кн Волны и дифракция, т 2 М ИРЭ АН СССР, 1981, с 277–280

62 Мазова Р Х , Пелиновский Е Н , Шаврацкий С Х Одномерная теория наката необрушивающихся волн цунами на берег – В кн Процессы возбуждения и распространения цунами М ИОАН, 1983, с 98–103

63 Мартыненко Т В , Яковлев В В Дифракция одиночной волны на теле вращения – В кн Тез докл совещ по цунами Обнинск, 1985, с 148–150

64 Марчук А Г , Чубаров Л Б , Шокин Ю И Численное моделирование волн цунами Новосибирск Наука, 1983 175 с

65 Марчук Г И , Каган Б А Динамика океанских приливов Л Гидрометеоздат, 1983 359 с

66 Маслов В П , Омелянов Г А , Цупин В А Поведение уединенной волны при учете малой дисперсии – В кн Процессы возбуждения и распространения цунами М ИОАН, 1982, с 58–97

67 Масс Е И , Судобичер В Г Численный метод расчета наката волн в прибрежной зоне крупных водоемов – Водные ресурсы, 1980, №3, с 143–148

68 Милитеев А Н , Тогунова Н П Метод расчета сопряжения бьефов в пространственных условиях – В кн Гидравлика сооружений оросительных систем Новочеркасск, 1976, т 18, вып 5, с 180–194

69 Мирчина Н Р , Пелиновский Е Н Возрастание амплитуды длинной волны вблизи вертикальной стенки – Изв АН СССР ФАО, 1984, т 20, №3, с 330–331

70 Митрофанов В Н , Куликов Е А , Джумагалиев В А , Маковский Н Л Итурупское цунами 24 марта 1984 года – В кн Совещание по цунами Горький ИПФ АН СССР, 1984, с 115–117

71 Мишуев А В О волновых процессах в каналах при быстром образовании отверстий в водоперегораживающем сооружении Сб науч-метод статей по гидравлике, вып 1 М Высшая школа, 1977, с 68–78

72 Мишуев А В , Сладкевич М С Отражение гидравлического бора от вертикальной стенки – Гидротехническое строительство, 1982, №4, с 28–30

73. Мишуев А В , Сладкевич М С , Сильченко А С Анализ экспериментальных результатов и численного метода расчета наката длинных волн на откос – В кн Совещание по цунами Горький ИПФ АН СССР, 1984, с 121–123

74 Мишуев А В , Приказчиков Н А , Сладкевич М С Взаимодействие прерывных волн с оградительными сооружениями – В кн Процессы возбуждения и распространения цунами М 1982, с 113–117

75 Мишуев А В , Приказчиков Н А , Селедкин А А , Сладкевич М С Исследование воздействия длинных волн на оградительные сооружения и берега – В кн Методы исследований и расчетов волновых воздействий на гидротехнические сооружения и берега Л Энергоиздат, 1982, с 190–191

76 Мунк В Теория одиночных волн и ее применение к зоне прибоя – В кн Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибоя М ИЛ, 1951, с 403–449

77 Накамура М , Сираиси Ц , Сасаки Я Цунами, вызванное землетрясением в районе Токаси-оки, и меры защиты от цунами – Техн вестник лаб с/х инж работ, 1969, №3, с 11–35 (на япон языке)

78 Некрасов А В Приливные волны в окраинных морях Л Гидрометеоздат, 1975 247 с

79 Овсянников Л В К обоснованию теории мелкой воды – В кн Динамика сплошной среды Новосибирск ИГ СО АН СССР, 1973, вып 15, с 104–125

80 Пелиновский Е Н Нелинейная динамика волн цунами Горький ИПФ АН СССР, 1982 226 с

81 Пелиновский Е Н , Фридман В Е , Энгельбрехт Ю К Нелинейные эволюционные уравнения Галлин Валгус, 1984 154 с

82 Плинка Н Л Исследование частотных свойств шельфа с целью цунамирайонирования – В кн Теоретические и экспериментальные исследования по проблеме цунами М Наука, 1977, с 140–147

83 Рекомендации по расчету на ЭВМ элементов волн при проектировании транспортных гидротехнических сооружений М ЦНИИС, 1983 75 с

84 Роди В Модели турбулентности окружающей среды – В кн Методы расчета турбулентных течений М Мир, 1982, с 227–322

85 Самарский А А , Попов Ю П Разностные методы решения задач газовой динамики М Наука, 1980 352 с

86 Селезов И Т , Железняк М И , Яковлев В В Воздействие волн цунами на элементы гидротехнических сооружений – В кн Краткосрочный и долгосрочный прогноз цунами М ИОАН, 1983, с 82–83

87 Сладкевич М С Трансформация и распространение волны цунами при выходе на берег Дис канд техн наук М МИСИ, 1982 175 с

88 Симонов К В , Поплавский А А Исследование динамических характеристик волн цунами в процессе ее наката на берег – В кн Генерация цунами и выход волн на берег М Сов радио, 1984, с 64–67

89 Соловьев С Л Защита против цунами – Природа, 1981, №5, с 54–67

90 Соловьев С Л , Го Ч Н Каталог цунами на западном побережье Тихого океана М Наука, 1974 310 с

91 Соловьев С Л , Го Ч Н Каталог цунами на восточном побережье Тихого океана М Наука, 1975 203 с

92 Справочник по гидравлическим расчетам /Под ред П Г Киселева М Энергоиздат, 1972 312 с

93 Справочник по проектированию инженерной подготовки застраиваемых территорий /Под ред В С Нишука Киев Будивельник, 1983 192 с

94 Сретенский Л Н Теория волновых движений жидкости М Наука, 1977 815 с

95 Стокер Дж Волны на воде М ИЛ, 1959 618 с

96 Судобичер В Г , Шугрин С М Движение потока воды по сухому руслу – Изв СО АН СССР Сер техн наук, 1968, вып 3, №13, с 116–122

97 Турбулентность /Под ред П Брэдшоу М Машиностроение, 1980 313 с

98 Уизем Дж Линейные и нелинейные волны. М Мир, 1977

99 Черкесов Л В , Иванов В Ф , Кныш В В , Ярошеня Р А Некоторые вопросы определения величины заплеска волн цунами – В кн Цунами и внутренние волны Севастополь МГИ АН УССР, 1976, с 54–66

100 Чугасв Р Р Гидравлика Л Энергоиздат, 1982 672 с

101 Шокин Ю И Метод дифференциальных приближений Новосибирск Наука, 1979 220 с

102 Шулейкин В В Физика моря М Наука, 1968 1083 с

103 Эббот М Б Гидравлика открытого потока М Энергоатомиздат, 1983 272с

104 Яковлев В В Дифракция поверхностных гравитационных волн на телах вращения – ДАН УССР Сер А, 1985, №7, с 40–44

- 105 Яковлев В В , Мартыненко Т В Дифракция одиночной волны на затопленном цилиндре – В кн Сопешание по цунами Горький ИПФ АН СССР, 1984, с 169–171
- 106 Яковлев В В , Пятецкий А В Дифракция поверхностных гравитационных волн на телах вращения – В кн Проблемы гидромеханики в освоении океана, ч 2 А Киев ИГ АН УССР, 1984, с 83–85
- 107 Abbott М В , Petersen N М , Skovgaard O On the numerical modelling of short waves in shallow water – J Hydraul Res , 1978, v 16, N3, p 123–147
- 108 Abbott М В , Iarsen J , Madsen P , Tao J Simulation of wave breaking and run-up – In XX Congr IAHR, v 7 Moscow, 1983, p 137–140
- 109 Battjes J A Surf similarity – Jn Proc 14 th Coast Eng Conf Copenhagen, 1974, p 466–480
- 110 Battjes J A Surfzone turbulence – In XX Congr JAHR, v 7 Moscow, 1983, p 137–140
- 111 Brandsma M , Divoki D , Hwang L S Circumpacific variations of computed tsunami features Manuscript Report Series, N48 Ottawa, 1978, p 132–151
- 112 Bowan A J Wave-wave interactions near the shore Lect Notes Phys , 1977, v 64, p 102–113
- 113 Carrier G F , Greenspan H P Water waves of finite amplitude on a sloping beach – J Fluid Mech , 1958, v 4, N1, p 97–109
- 114 Cross R Tsunami surge Forces – J Waterways Harb Div ASCE, 1967, v 93, N4, p 201–231
- 115 Daubert O , Haugel A , Benque J P Calcul de la houle par les equations de Navier Stokes – In XX Congr IAHR, v 7 Moscow, p 113–117
- 116 Isaacson M de St Q Shallow wave diffraction around large cylinder – J Waterways Port Coast Ocean Div , ASCE, 1977, v 103, N1 p 69–82
- 117 Isaacson M de St Q Wave-induced forces in the diffraction regime – In Mechanics of wave-induced forced on cylinders Symp Bristol /Ed T Show San Francisco, 1979, p 68–89
- 118 Isaacson M de St Q Solitary wave diffraction around large cylinder – J Waterways Port Coast Div , ASCE, 1983, v 109, N1, p 121–127
- 119 Iwata K , Sawagari T Wave deformation in the surf zone – Eng Nagoya Univ , 1982, v 34, N2 p 239–284
- 120 Fenton J D , Reinecker M M A Fourier method for solving nonlinear water wave problems application to solitary wave interaction J Fluid Mech, 1982, v 118 p 411–443
- 121 Freeman J C , Le Mehaute B Waves breakers on a beach and surges on a dry bed – J Hydraulic Div ASCE, 1964, v 90, N2, p 187–216
- 122 Fukuchi I , Mitsukashi K Tsunami countermeasures in fishing villages along the Sanriky Coast, Japan In Tsunamis Their Science and Engineering /Ed K Iida and I Iwasaki Tokyo 1983, p 389–396
- 123 Galvin C J Breaker type classification on the laboratory beaches J Geophys Res 1968, v 73, N12, p 3651–3660

- 124 Garsia A W , Houston J R Tsunami run-up predictions for Southeru California coastal communities, USA - Bull Roy Soc New Zealand, 1976, N15, p 5- 18
- 125 Gladyshev M T Numerical modeling of coastal wave dynamics. - In XX Congr IAHR, v 7 Moscow, 1983, p 182-187
- 126 Goto Ch Nonlinear equation of long waves in the Lagrangian description - Coast Eng Japan, 1979, v 22, p 1-9
- 127 Goto Ch Nonlinear long waves in a channel of variable section - Coast Eng Japan, 1974, v 17, p 1-12
- 128 Goto Ch , Shuto N Numerical smulation of tsunami run-up - Coast Eng Japan, 1978, v 21, p 13-20
- 129 Goto Ch , Shuto N Run-up of tsunamis by linear and nonlinear theories - Coast Eng Japan, 1980, v 43, p 695-707
- 130 Haugel A A numerical model of storm waves in shallow water - Proc 17 th Coast Eng Conf , 1981, v 1, p 746 -782
- 131 Hibberd S , Peregrine D H Surf and run-up on a beach A uniform bore - J Fluid Mech , 1979, v 95, pt 2, p 323 345
- 132 Hunt I A Design of seawalls and breakwaters. - J Waterways Hydr Div , ASCE, 1959, v 85, N3, p 123 152
- 133 Johns B The modeling of the approach of bores to a shoreline - Coast Eng , 1980, v 3, N3, p 207-219
- 134 Johns B The modeling of tidal flow in a channel using a turbulence energy closure scheme - J Phys.Oceanogr , 1978, v 8, N6, p 1042-1049
- 135 Johns B , Jefferson R J The numerical modeling of surface wave propagation in the surf zone - J Phys.Oceanogr , 1980, v 10, N7, p 1061-1069
- 136 Jonsson J G New approach to investigation of an oscillatory turbulent boundary layer - Rept Inst Hydr Denmark, 1980, N4, p 36 51
- 137 Kim S , Liu P , Liggett J A Boundary integral equation solutions for solitary wave generation, propagation and run-up - Coast Eng Japan, 1983, v 7, N4, p 299-317
- 138 Kirgoz M S Breaking and run-up of long waves - In Tsunamis Their Science and Engineering /Ed K Iida and I Iwasaki Tokyo, 1983, p 467-478
- 139 Kobayashi N Sediment transport on a gentle slope due to waves - J Waterways Port Coast Div , ASCE, 1982, v 108, N4, p 254 271
- 140 Kishi T , Saeki H The shoaling, breaking and run-up of the solitary wave on impermeable rough slopes - In Proc 10 th Coast Eng Conf , 1966, v 1, p 332 334
- 141 Kononkova G E Reihrudel A E Experimental study of tsunami waves. Bull Rys.Soc New Zealand, 1974, N15, p 213-219
- 142 Le Mehaute B , Koh C , Hwang L-S A synthesis of wave run-up - J Waterways Harb Div , ASCE, 1968, v 94, N1, p 77-92
- 143 Iosada M , Gimenes-Gurto L Flow characteristics on rough, permeable slopes under wave action - Coast Eng Japan, 1981, v 4, N3, p 187 206
- 144 Madsen P A , Svendsen I A Turbulent bores and hydraulic jumps J Fluid Mech , 1983, v 129, p 1-26

- 145 Massel S Oddziaływanie falowania wiatrowego na podwodną budowlę cylindryczną ustawioną na dnie przepuszczalnym – *Rozprawy hydrotechniczne*, 1978, z 40, str 71, do 119
- 146 Matsutomi H Numerical analysis of tsunamis on a dry beach – In *Tsunamis Their Science and Engineering* /Ed K Iida and I Iwasaki Tokyo, 1983, p 467–478
- 147 Matsumoto T, Suzuki Y Design and construction of Ofunato Protection Breakwater – In *Tsunamis Their Science and Engineering* /Ed K Iida and Iwasaki Tokyo, 1983, p 397–407
- 148 Matten K B, Hogben N, Ashley R H A circular cylinder oscillating in still water in waves and currents. – In *Mechanics of wave-induced forces on cylinders* Symp Bristol /Ed T Show San Francisco, 1979, p 475–482
- 149 Meyer R E, Taylor A D Run-up on a beach – In *Waves on beaches* /Ed R Meyer – N Y Academic Press, 1972, p 357–412
- 150 Mirie R M, Su G H Collisions between two solitary waves II A numerical study – *J Fluid Mech*, 1982, v 115, p 475–492
- 151 Montgomery R B Generalization for cylinders of Prandtl's linear assumption for mixing length – *Annals N Y Academy of Science*, 1943, v 44, pt.1, p 89–103
- 152 Nakamura S An experimental study on transformation and run-up of long period waves on a gentle slope of a beach – *Bull Dis Prevention Res Inst Kyoto Univ*, 1976, v 26, N4, p 194
- 153 Pedersen G, Gjevik B Run-up of solitary waves. – *J Fluid Mech*, 1983, v 135, p 283–299
- 154 Peregrine D H Long waves on a beach – *J Fluid Mech*, 1967, v 27, pt 4, p 815–827
- 155 Peregrine D H Equations for water waves and approximations behind them – In *Waves on Beaches* /Ed R Meyer – N Y Academic Press, 1972, p 95–122
- 156 Peregrine D H Breaking waves on beaches. – *Ann Rev Fluid Mech*, 1983, v 15, p 149–178
- 157 Rajaratnam N The hydraulic jump as a wall jet – *J Hydraul Div ASCE*, 1965, v 91, N5, p 107–131
- 158 Reid R O Modification of the quadratic bottom stress law for turbulent channel flow in the presence of surface wind stress *Tech Mem Beach Erosion Board corps of Engineering*, 1957, N93 33p
- 159 Sarpçaya T, Isaacson M, de St Q Wave forces on offshore structures. Van Nostrand Reinhold New York, 1981 560 p
- 160 Selezov I T, Zheleznyak M J On the numerical modeling of long wave propagation in open channels. – In *Proc Intern Conf. Numer Model River, Channel and Overland Flow* Sec 1 1 Bratislava, 1981, p 1–11
- 161 Selezov I T, Yakovlev V V, Zheleznyak M J Diffraction, nonlinear-dispersive and turbulent effects of wave transformation in coastal areas – In *XX Congr IAHR*, v 7 Moscow, 1983, p 82–87

162 Serre F Contribution a l'etude des ecoulements permanents et variable dans les canaux La Hoille Blanche, 1953, N8, p 374-378, 830 872

163 Shuto N Standing waves in front of a sloping dike - Coast Eng Japan, 1972, v 15, p 13-23

164 Sielecki A , Wurtele M G The numerical integration of non-linear shallow-water equations with sloping boundaries - J Comp Phys , 1970, v 6, p 219 236

165 Spielfogel L O Run-up of single wave on a sloping beach - J Fluid Mech , 1976, v 74, N4, p 685- 694

166 Stive M J F , Wind H G A study of radiation stress and set-up in the nearshore region - Coastal Eng , 1982, v 6, N1, p 1-25

167 Su G H , Gardner C S Korteweg-de Vries equation and generalization III Derivation of KdV and Burgers equations - J Math Phys , 1969, v 10, N3, p 536-539

168 Svendsen I A , Madsen P A A turbulent bore on a beach J Fluid Mech , 1984, v 148, p 73-96

169 Tatsuo U , Setsuo N , Tabaki C , Norihiro H Coupled hydrodynamic response characteristics and water pressures of large composite breakwaters Rept Port Harb Res Inst 1981, v 20, N4, p 41-84

170 Togashi H Shoreline wave height and lang run-up height of tsunamis on uniformly sloping beaches - In Tsunamis Their Science and Engineering /Ed K Iida and I Iwasaki Tokyo, 1983, p 495- 509

171 Tuck E O , Hwang L.S Long wave generation on a sloping beach - J Fluid Mech , 1972, v 51, pt 3, p 449-461

172 Tsuquo S Determination of breaker height and depth in the field Ann Rept Inst.Geodesy Univ Tsukuba, 1981, N8, p 53-54

173 Welch J , Harlow F , Shannon J , Daly B J The MAC method Los-Angeles Alamos Lab Rept LA 3425, 1965

174 Whitham G B The effects of hydraulic resistance in dam break problem Jn Proc Royal Soc London, Ser A, 1955, v 227, p 399-407

175 Wiegel R L Oceanographical engineering Prentice-Hall, 1964 532 p

176 Jamamoto H , Abe T The behaviour of swash - La Mer, 1981, v 19, N2, p 69 74

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
ЗАПЛЕСК ВОЛН ЦУНАМИ	
<i>М.И. Железняк, Е.Н. Пелиновский</i> Физико-математические модели наката цунами на берег	8
<i>В.М. Кайстренко, Р.Х. Мазова, Е.Н. Пелиновский, К.В. Симонов</i> Аналитическая теория наката волн цунами на плоский откос	34
<i>Р.Х. Мазова</i> Линейная теория наката волн цунами на шельфы различных геометрий	48
<i>И.К. Гогодзе, Ю.П. Попов, В.В. Хуцишвили</i> Непрерывные автомодельные и периодические решения уравнений мелкой воды	64
<i>М.С. Сладкевич</i> Численное моделирование наката цунами в рамках теории мелкой воды	75
<i>Н.Е. Вольцингер, К.А. Клеванный</i> Влияние диссипации на накат цунами	86
<i>Г.Е. Кононова, К.В. Показеев</i> Экспериментальное исследование физических процессов и закономерностей при накате длинных волн	97
ВОЗДЕЙСТВИЕ ЦУНАМИ НА СООРУЖЕНИЯ	
<i>М.И. Железняк</i> Воздействие длинных волн на сплошные вертикальные преграды	122
<i>А.В. Мишурев</i> Трансформация длинной прерывной волны при взаимодействии с вертикальной стенкой	140
<i>В.В. Яковлев</i> Воздействие цунами на вертикальные цилиндрические преграды	148
<i>Ч.Н. Го, А.И. Иващенко, К.В. Симонов, С.Л. Соловьев</i> Проявления японского цунами 26 мая 1983 г. на побережье СССР	171
<i>В.Х. Давлетшин</i> Некоторые вопросы инженерной защиты от цунами	181
Литература	197

CONTENTS

Preface	3
---------	---

TSUNAMI WAVE RUN-UP

<i>M.I. Zheleznyak, E N. Pelinovsky</i> Physico-mathematical models of the tsunami climbing a beach	8
<i>V.M. Kaistrenko, R Kh Mazova, E N. Pelinovsky, K V. Simonov</i> Analytical theory of the tsunami wave run-up on a flat slope	34
<i>R Kh Mazova</i> Linear theory of the tsunami wave climbing a flat slope	48
<i>I K Gogodze, Yu P. Popov, V V Khutsishvili</i> Continuous self-similar and periodic solutions of shallow-water equations	64
<i>M.S. Sladkevich</i> Computer simulation of the tsunami wave run-up in the frames of the shallow-water theory	75
<i>N.E. Voltzinger, K A Klevannyi</i> The action of dissipation on the tsunami climbing	86
<i>G E Kononkova, K V Pokazeev</i> Experimental study of physical processes and regularities when long waves climb a beach	97

THE ACTION OF TSUNAMI WAVES ON CONSTRUCTIONS

<i>M.I. Zheleznyak</i> The long waves action on solid vertical obstacles	122
<i>A V. Mishuev</i> The transformation of a long shock wave after interaction with a vertical wall	140
<i>V. V. Yakovlev</i> Tsunami action on vertical cylindrical obstacles	148
<i>Ch N. Go, A I. Ivashchenko, K V Simonov, S L Solovjev</i> The effect of the Japan-Sea tsunami of May 26, 1983 on the USSR coast	171
<i>V Kh Davletshin</i> Some problems of engineering counter-measures against tsunami	181
References	197

УДК 550 345

Физико-математические модели наката цунами на берег Железняк М И, Пелиновский Е Н – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 8

Вводная статья, в которой представлена иерархия нелинейно-дисперсионных моделей для описания волн цунами в прибрежной зоне Обсуждаются методы расчета наката цунами на основе уравнений идеальной жидкости и уравнений Навье-Стокса, различные способы учета диссипации и вертикальной структуры потока Приведены безразмерные параметры наката и обобщенные зависимости для высоты заплеска волн цунами Ил 3

УДК 550 345

Аналитическая теория наката волн цунами на плоский откос Кайстренко В М, Мазова Р Х, Пелиновский Е Н, Симонов К В – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 34

Описана теория наката длинных необрушивающихся волн цунами на плоский неразмывающийся откос Получены точные решения для возвышения свободной поверхности и скорости частиц воды в мористой части и на берегу в случае подхода как монохроматической, так и импульсной волны Подробно обсуждаются формулы для максимумов заплеска и скорости потока Расчетные формулы использованы для уточнения схемы цунамирайонирования Тихоокеанского побережья СССР Ил 3, табл 1

УДК 550 345

Линейная теория наката волн цунами на шельфы различных геометрий Мазова Р Х – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 48

В рамках линейной теории наката волн цунами на берег рассмотрены характеристики наката цунами на откос с уступом на кромке и в канале переменного сечения Оценена роль резонансных эффектов Показана необходимость цунамирайонирования побережий по высоте головной волны и по высоте волн максимальной амплитуды, из-за резонансов различия в высотах могут большими Ил 8, табл 1

УДК 550 345+519 615 532,593

Непрерывные автомодельные и периодические решения уравнений мелкой воды Гогодзе И К, Попов Ю П, Хуцишвили В В – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 64

Получены некоторые частные решения уравнений мелкой воды Рассмотрены автомодельные решения задач наката и отката волны при наличии трения, а также решения задачи о волнах, вызванных подвижками дна Предложен простой численный метод расчета необрушившихся периодических волн Ил 12

УДК 550 345

Численное моделирование наката цунами в рамках теории мелкой воды
С л а д к е в и ч М С – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР,
1985, с 75

Даются оценки области применимости модели мелкой воды для задач наката длинных волн на берег Обсуждаются существующие методы выделения подвижного уреза Проанализированы критерии моделирования наката волн в рамках модели мелкой воды и показано, что в случае выбора в качестве линейного и временно го масштабов высоты и длительности подходящей волны, требуется равенство только двух критериев – Струхалия и безразмерного коэффициента трения Приводятся результаты численного моделирования наката длинной волны на откос, подтверждающие теоретические выводы Ил 6

УДК 550 345

Влияние диссипации на накат цунами В о л ь ц и н г е р Н Е , К л е в а н -
н ы й К А – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с.86

Рассматриваются некоторые результаты моделирования наката цунами на основе численного интегрирования уравнений турбулентного движения в области с подвижной границей Ил 5

УДК 550 345

Экспериментальное исследование физических процессов и закономерностей при накате длинных волн К о н о н к о в а Г Е , П о к а з е е в К В – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с.97

Приведены данные лабораторных экспериментов в лотке по накату длинных волн на плоский откос для одиночных и периодических волн Рассматривается трансформация волн, оценивается максимальный заплеск и максимальные скорости наката и отката Полученные результаты сравниваются с результатами других авторов и теоретическими зависимостями Ил 15

УДК 550 345 627 2

Воздействие длинных волн на сплошные вертикальные преграды Ж е л е з -
н я к М И – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 122

Выполнены расчеты взаимодействия непрерывных длинных волн с вертикальной преградой на основе нелинейно-дисперсионной модели Показано, что учет дисперсии сильно влияет на величину давления на преграду и слабо на высоту волны у преграды Сделаны оценки размыва дна у вертикальной преграды, вызванные длинными волнами Ил 11

УДК 550 345 627 2

Трансформация длинной прерывной волны при взаимодействии с вертикальной стенкой М и ш у е в А. В – В кн Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 140

Предложен метод расчета параметров разрывных волн при взаимодействии их с вертикальной стенкой. Приводится сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными для прерывных волн, полученных в прямоугольном гидравлическом лотке. Ил. 4

УДК 550 345 627 2

Воздействие цунами на вертикальные цилиндрические преграды. Яковлев В В — В кн. Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 148

Рассматривается накат длинной волны на преграды, имеющие форму тела вращения относительно вертикальной оси, с учетом эффектов, связанных с проницаемостью основания. Получены выражения для давления на боковую поверхность преграды, а также для максимальных значений инерционных сил. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными в гидролотке. Ил. 13

УДК 550 345

Проявление японского цунами 26 мая 1983 г. на побережье СССР. Го Ч Н, Иващенко А И, Симонов К В, Соловьев С Л — В кн. Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 171

Дано описание проявлений цунами 26 мая 1983 г. на побережье Приморья, Хабаровского края и о. Сахалин. Приводятся основные данные о характере наката волн на берега в бухтах и заливах северо-западной части Японского моря. Представлены копии мареограмм с записями цунами. Ил. 2, табл. 1

УДК 550 345 627 2 627 3

Некоторые вопросы инженерной защиты от цунами. Давлетшин В Х — В кн. Накат цунами на берег Горький ИПФ АН СССР, 1985, с 181

Дан обзор методов защиты и анализ конструкций сооружений, предназначенных для защиты от затопления при цунами. Выведены формулы для расчета максимального заплеска цунами разной формы. Результаты расчетов по этим формулам сравниваются с данными измерений автора и расчетами по другим известным формулам. Ил. 8

TSUNAMI CLIMBING A BEACH

(ed E N Pelinovsky)

A B S T R A C T S

PHYSICO-MATHEMATICAL MODELS OF THE TSUNAMI CLIMBING A BEACH

Zheleznyak M I , Pelinovsky E N

In the introductory article, the hierarchy of nonlinear-dispersion models for the description of tsunami waves in a coastal zone is presented. The methods for calculating the tsunami climbing a beach on the basis of the ideal fluid equations and Navier-Stokes equations as well as different methods of taking into account dissipation and the vertical structure of the flow are discussed. Dimensionless parameters of the climbing and generalized dependences for the height of the tsunami wave run-up are given.

ANALYTICAL THEORY OF THE TSUNAMI WAVE RUN-UP ON A FLAT SLOPE

Kaistrenko V M , Mazova R Kh , Pelinovsky E N , Simonov K V

The theory of long non-breaking tsunami waves climbing a flat non-caving shore is described. Exact solutions for the free surface rise and the velocity of water particles in the sea and on the coast are obtained for coming monochromatic and impulsive waves. Formulae for the maxima of the run-up and the flow velocity are discussed in detail. The design formulae are used to refine the schemes of the tsunami zones of the USSR Pacific coast.

LINEAR THEORY OF THE TSUNAMI WAVE CLIMBING A FLAT SLOPE

Mazova R Kh

In the framework of the linear theory of the tsunami wave climbing a beach, the characteristics of the tsunami climbing a slope with a step at the edge and those in the channel

of a variable cross-section are considered. The role of resonance effects is estimated. The necessity of making tsunami zones according to the height of the head wave and that of the waves with maximum amplitudes is shown. Due to resonances, the differences in heights can be significant.

CONTINUOUS SELF-SIMILAR AND PERIODIC SOLUTIONS OF SHALLOW-WATER EQUATIONS

Gogdze I K , Popov Yu P , Khutsishvili V V

Self-similar solutions of the problems on the traveling wave run-up and suction are considered in the presence of friction as well as the solution of the problem on the wave caused by the bottom shift. Some private solutions of the shallow-water equations are obtained. A simple numerical method for calculating non-breaking periodic waves is proposed.

COMPUTER SIMULATION OF THE TSUNAMI WAVE RUN-UP IN THE FRAMES OF THE SHALLOW-WATER THEORY

Sladkevich M S

The range of applicability of a shallow-water model is estimated for a long wave run-up. The existing methods for separating out a moving shore line are discussed. The criteria of the wave run-up simulation in the frames of a shallow-water model are analyzed. It is shown that when the wave height and duration are chosen for the linear and time scales, two criteria – Struhal criterion and the dimensionless friction coefficient – should be equal. The results of the numerical simulation of a long wave run-up on a slope, which agree well with the theory, are given.

THE ACTION OF DISSIPATION ON THE TSUNAMI CLIMBING

Voltzinger N E , Klevannyi K A

Some results of the tsunami run-up simulation are considered on the basis of numerical integration of the turbulent-flow equations in the region with a moving boundary.

EXPERIMENTAL STUDY OF PHYSICAL PROCESSES AND REGULARITIES WHEN LONG WAVES CLIMB A BEACH

Kononkova G E , Pokazeev K V

The data of laboratory experiments on long waves climbing a flat slope (for solitary and periodic waves) performed in a chute are given. The wave transformation is considered, the maximum run-up and maximum velocities of the wave climbing and suction are estimated. The results obtained are compared with those of other authors and with theoretical dependences.

THE LONG WAVES ACTION ON SOLID VERTICAL OBSTACLES

Zheleznyak M I

The interaction of continuous long waves with a vertical obstacle on the basis of non-linear-dispersion model is calculated. It is shown that taking account of the dispersion strongly influences the value of pressure on the obstacle and exerts weak influence on the wave height near the obstacle. The estimates of the bottom wash-out near the vertical obstacle caused by long waves are made.

THE TRANSFORMATION OF A LONG SHOCK WAVE AFTER INTERACTION WITH A VERTICAL WALL

Mishuev A V

The method for calculating parameters of shock waves when they interact with a vertical wall is proposed. Theoretical results are compared with data of experiments which are performed in a rectangular hydraulic chute.

TSUNAMI ACTION ON VERTICAL CYLINDRICAL OBSTACLES

Yakovlev V V

A long wave interaction with obstacles, presenting solids rotating round a vertical axis, mounted on a water-proof granite base, is considered. Formulae for pressure experienced by the lateral surface of the obstacle are obtained alongside with formulae for maximum inertial forces. Theoretical calculations are compared with the results of experiments performed in a hydraulic chute.

**THE EFFECT OF THE JAPAN-SEA TSUNAMI
OF MAY 26, 1983 ON THE USSR COAST**

Go Ch N , Ivashchenko A I , Simonov K.V , Solovjev S L

The effect of the tsunami of May 26, 1983 on the coast of Primorski Territory, Khabarovsk Territory and the Sakhalin Island is described. The main data on the wave climbing beaches of bays and gulfs of the north-western part of the Sea of Japan are given. The copies of tsunami manigrams are presented.

**SOME PROBLEMS OF ENGINEERING
COUNTER-MEASURES AGAINST TSUNAMI**

Davletshin V Kh

The coastal and marine hydrotechnical constructions and dykes protecting against the flooding caused by tsunami is reviewed. Formulae for calculating the maximum run-up are derived. The theoretical and experimental data are compared.