

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛН ЦУНАМИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЕМ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

С.К. Бурученко, С.В. Демьяновский, В.А. Симоненко, Н.А. Скоркин

Российский федеральный ядерный центр — ВНИИ технической физики, г. Снежинск, Россия

## Введение

Попадание космических тел при их столкновении с Землей в океан, нежели на сушу, является более вероятным в силу большей площади поверхности океана на планете. При столкновениях с большими телами, размером в несколько километров и более, оказывающими глобальные воздействия на Землю, удары в сушу и в океан близки по последствиям. Удары малых тел, размером от нескольких десятков до 100 м в океан, будут приводить к меньшим последствиям, чем удары в сушу. Удары тел, размером от нескольких десятков до 100 м в океан, будут приводить к меньшим последствиям, чем удары в сушу. Удары тел промежуточных размеров (100 м и более) в океан могут приводить к большим ущербам, чем соответствующие удары в сушу.

Причиной тому являются волны цунами, которые будут формироваться в океане и, распространяясь по поверхности воды со слабым затуханием, будут обрушиваться на берег на большом протяжении океана, опустошая обширные густо заселенные территории.

В настоящее время нет экспериментальной информации о крупномасштабных столкновительных цунами. Поэтому основным инструментом исследований является математическое моделирование ([2]–[5]). Дополнительно привлекаются результаты лабораторного моделирования [6], хотя в каждом конкретном случае имеются вопросы перехода от малых лабораторных масштабов к крупным масштабам природных явлений.

В прогнозах столкновительного цунами в настоящее время имеются значительные расхождения, составляющие 2–3 раза в величине амплитуды волны, набегающей на берег (Хиллз [2], Тун [8] и др.).

Поэтому особую ценность представляет развитие независимых подходов к изучению возникновения, распространения и воздействия столкновительного цунами.

Основное внимание в данной работе уделяется адаптации существующих математических программ для моделирования процессов возникновения и распространения цунами. В частности, описание столкновения, образования кратера в толще воды и на дне океана, формирование волны цунами описывается с помощью вычислительной программы TWODIS [7]. Конкретные результаты приводятся для описания удара тела, размером в 1 км, в океан глубиной 3 км.

Расчет проводится до завершения стадии нелинейных процессов, обуславливающих основную диссипацию энергии в районе столкновения. По завершении этой стадии формируется гигантская волна цунами, дальнейшее описание поведения которой можно осуществлять по теме мелкой воды.

Для описания цилиндрически расходящейся волны цунами и воздействия ее на побережье с учетом профиля шельфа была разработана специальная программа. В частности, было показано, что для рассмотренного примера падения на расстоянии км от места падения волна цунами может опустошать прибрежную полосу, шириной до 200 км.

## 1. Краткое представление физических процессов

Большая часть поверхности Земли покрыта водой, и если Земле суждено встретиться с огромным космическим телом, то вероятность его попадания в океан весьма велика. По этой причине мы в данной работе попытались оценить, к каким последствиям может привести падение в океан тела, имеющего большую кинетическую энергию.

Большой интерес представляет процесс падения в океан каменного астероида, диаметр которого  $\sim 1$  км, а скорость падения 22 км/с. В дальнейшем будем считать астероид сферической формы, а соударение с водной преградой — по нормали к последней.

При входе астероида в атмосферу Земли впереди него образуется воздушная ударная волна большой интенсивности. В силу того что астероид движется с гиперзвуковой скоростью, ударная волна будет сильно вытянутой, а ее передний фронт будет отстоять от небесного тела на незначительном расстоянии. Следовательно, процесс взаимодействия астероида с водой будет определяться в основном ударом самого космического пришельца.

Кинетическая энергия рассматриваемого нами астероида эквивалентна энергии, выделяющейся при взрыве ядерной бомбы мощностью  $\sim 81$  Гт ТНТ. При таком воздействии на преграду в последней будут происходить такие физические процессы, как испарение воды, разрушение скального основания океана, фазовые переходы, плавление и испарение. На поверхности воды поднимется гигантская волна, которая способна распространяться на сотни и тысячи километров. Характерное время полного процесса будет определяться величиной в несколько тысяч секунд.

Представляется очевидным, что рассчитать весь процесс для таких времен с помощью многомерных конечно — разностных методик весьма затруднительно, даже для самых мощных ЭВМ. Поэтому мы пошли по другому пути.

С помощью конечно-разностной методики TWODIS [7] была рассчитана начальная фаза взаимодействия астероида с океаном глубиной 3 км. К концу этой фазы продолжительностью  $\sim 7$  с в преграде “океан-скала” все термодинамические процессы, а именно: испарение воды, плавление, испарение, фазовые и полиморфные переходы в скале в основном закончились, затухли ударные волны, в скале сформировались зоны разрушений, а сам астероид превратился в пар и множество мелких осколков. На поверхности волны сформировалась волна высотой  $\sim 2,7$  км. Плотность воды стала равной  $\rho \approx 1,0 \dots 1,1$  г/см<sup>3</sup>, вектор скорости движения частиц среды в слое воды стал почти горизонтальным и приблизительно постоянным по глубине воды. Разброс величины модуля скорости не превосходил 10%. Высота и длина волны стали сравнимы с глубиной океана в месте падения астероида. По мере распространения волны ее высота будет уменьшаться, т. к. все большая и большая масса воды будет включаться в движение. Далее, если предположить, что жидкость несжимаема, движение частиц воды горизонтальное, а уравнение состояния воды описывается барометрической формулой  $P = \rho[\eta(R) - Z]$ , где  $\eta(R)$  — высота волны,  $Z$  — глубина,  $\rho$  — плотность, то мы вправе использовать для описания распространения волны в неглубоком океане теорию мелкой воды [9]. Такой упрощенный подход позволил нам получить оценки параметров волны на различных расстояниях от места падения астероида в океан.

## 2. Постановка задачи

Итак, рассматривается осе симметричная задача о падении сферического тела в двухслойную преграду. Диаметр тела 1 км, скорость удара  $V = 22$  км/с. Верхний слой преграды толщиной 3 км образован водой, второй, подстилающий, представляет собой полупространство, заполненное материалом гранита. Материал каменного тела (астероида) был взят таким же, как у гранита:

$\rho_0 = 2,63$  г/см<sup>3</sup>, начальная объемная плотность;

$K_0 = 35,7$  ГПа, модуль объемного сжатия при нулевом давлении;

$\mu = 19,61$  ГПа, модуль сдвига;

$\chi = 0,5774$  коэффициент упрочнения скалы;

$T_0 = 0,1155$  ГПа, сцепление частиц скалы;

$\chi_{\text{щ}} = \frac{1}{2}\chi$  коэффициент внутреннего трения разрушенной скалы (щебня);

$\tau_0 = 0$  сцепление щебня;

$P_{\text{кр}}^1 = 0,1$  ГПа, прочность скалы при всестороннем растяжении;

$\sigma_{\text{кр}} = 0,1$  ГПа, прочность скалы при всестороннем сжатии (дробление);

$\tau_{\text{м}} = 0,1$  ГПа, прочность скалы по максимальному касательному напряжению.

Упругопластическое деформирование скалы подчинено закону Прандтля-Рейсса. Условие пластичности (разрушения) скалы в форме Мизеса-Шлейхера

$$J_2^{\frac{1}{2}} = T_0 + \chi P,$$

в котором  $J_2$  — второй инвариант девиатора напряжений,  $P$  — изотропное давление. Функция

текучести щебня принята в виде  $J_2^{\frac{1}{2}} = \chi_{\text{щ}} P$ .

Для шаровой составляющей тензора напряжений, как для гранита, так и для воды, было принято уравнение состояния Тиллотсона [1]. Хотя это уравнение было выведено специально для задач ударного кратерообразования (высокоэнтропийные процессы), оно правильно описывает и область слабосжи-

маемых процессов, т. е. область низких давлений. Уравнение состояния Тиллотсона привлекательно своей простотой и тем, что для него имеется набор констант для широкого круга сред: от воды и льда до металлов.

### 3. Вычислительная методика ТВОДИС

Вычислительная методика ТВОДИС использует конечно-разностную схему на эйлеровской разнесенной сетке. Термин “разнесенная” означает такое пространственное расположение, когда скорость и координаты частицы среды определяются в узлах сетки, а плотность, давление, внутренняя энергия и компоненты девиатора напряжений — в центрах ячеек.

Счет шага по времени разбивается на два этапа:

- решение разностных уравнений, не содержащих конвективных (переносных) слагаемых — 1 этап ;
- решение уравнений переноса — 2 этап.

На первом этапе используется конечно-разностная схема с искусственной вязкостью (схема Неймана). На втором этапе для расчета переноса плотности, давления, внутренней энергии, компонентов девиатора напряжений через границу ячеек используется процедура случайной выборки [7].

На примере одномерного баротропного течения газа выглядит это следующим образом.

#### Этап 1

$$\frac{u_j^{n+1/2} + \hat{u}_j^n}{\Delta t} = - \frac{1}{\rho_j} \frac{\bar{P}_{j+1/2} - \bar{P}_{j-1/2}}{\Delta x} \text{ — уравнение движения,}$$

$$\frac{\rho_{j+1/2}^{n+1/2} - \rho_{j+1/2}^n}{\Delta t} + \rho_{j+1/2}^{n+1/2} \frac{u_{j+1}^{n+1/2} - u_j^{n+1/2}}{\Delta x} = 0 \text{ — уравнение неразрывности.}$$

$\bar{P} = P + \omega$ ,  $\omega$  — искусственная вязкость,

$P = f(\rho)$ , уравнение состояния баротропного газа,

$$\hat{u}_j^n = (1 - \alpha)u_j^n + \alpha \frac{1}{2}(u_{j+1}^n + u_{j-1}^n), \text{ где } 0 < \alpha < 0,5.$$

Здесь  $u$ ,  $\rho$ ,  $P$  — скорость, плотность и давление соответственно.

#### Этап 2

$$\rho_{j+1/2}^{n+1} = \begin{cases} \rho_{j-1/2}^{n+1/2}, & \text{если } \xi^n < q_j^n, u_{j+1/2}^{n+1/2} > 0, \\ \rho_{j+1/2}^{n+1/2}, & \text{если } \xi^n \geq q_j^n, u_{j+1/2}^{n+1/2} > 0, \end{cases}$$

$$\rho_{j+1/2}^{n+1} = \begin{cases} \rho_{j+3/2}^{n+1/2}, & \text{если } (1 - \xi^n) > (1 + q_{j+1}^n), u_{j+1/2}^{n+1/2} < 0, \\ \rho_{j+1/2}^{n+1/2}, & \text{если } (1 - \xi^n) < (1 + q_{j+1}^n), u_{j+1/2}^{n+1/2} < 0, \end{cases}$$

Здесь  $\xi^n$  — случайная величина, равномерно распределенная в интервале (0,1),

$$q_j^n = \frac{u_j^{n+1/2} \Delta t}{\Delta x}, \quad u_{j+1/2}^n = \frac{1}{2}(u_j^n + u_{j+1}^n).$$

Расчет переноса скорости осуществляется по формулам

$$u_j^{n+1} = \begin{cases} u_{j-1}^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} > 0 \text{ и } \max(u_{j-1}^{n+1/2}, u_j^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta x} > \xi^n \\ u_j^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} > 0 \text{ и } \max(u_{j-1}^{n+1/2}, u_j^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta x} < \xi^n \end{cases}$$

$$u_j^{n+1} = \begin{cases} u_{j+1}^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} < 0 \text{ и } \left(1 + \min(u_j^{n+1/2}, u_{j+1}^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta x}\right) > (1 - \xi^n) \\ u_j^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} < 0 \text{ и } \left(1 + \min(u_j^{n+1/2}, u_{j+1}^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta x}\right) < (1 - \xi^n) \end{cases}$$

Решение задач, имеющих точное решение, показало хорошее согласование результатов численных расчетов и точных значений, смотри рис. 1, 2, 3.

На рис.1 представлено решение задачи о стационарной плоской ударной волне, движущейся по идеальному газу  $p = (\gamma - 1)\rho e$  с постоянной скоростью  $D = 1$ .

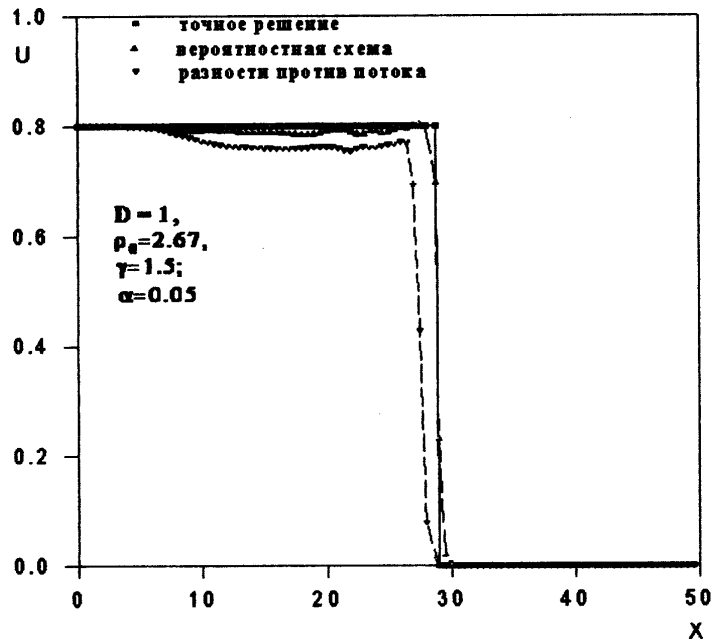


Рис. 1. Идеальный газ, стационарная ударная волна.

На рис. 2, 3 приведены результаты расчета задачи о распаде разрыва. В процессе распада произвольного разрыва в идеальном газе появляются ударная волна, волна разрежения и контактный разрыв. В начальный момент времени состояние газа определяется следующими параметрами:

при  $x \leq 0$   $\rho = 1,000$ ,  $P = 1,0$ ,  $U = 0$ ,  $\gamma = 1,4$ ;

при  $x > 0$   $\rho = 0,125$ ,  $P = 0,1$ ,  $U = 0$ ,  $\gamma = 1,4$ .

Здесь  $x$  — координата,  $\rho$  — плотность,  $P$  — давление,  $U$  — скорость,  $\gamma$  — показатель изоэнтропии.

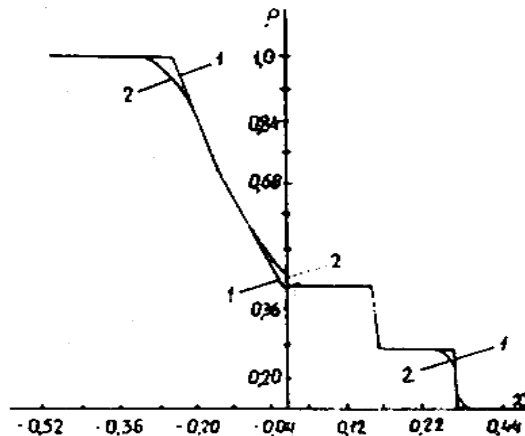


Рис. 2. Профиль плотности  $\rho(x, t)$  на момент времени  $t = 0,2$ ; 1 — вероятностная схема; 2 — схема Неймана.

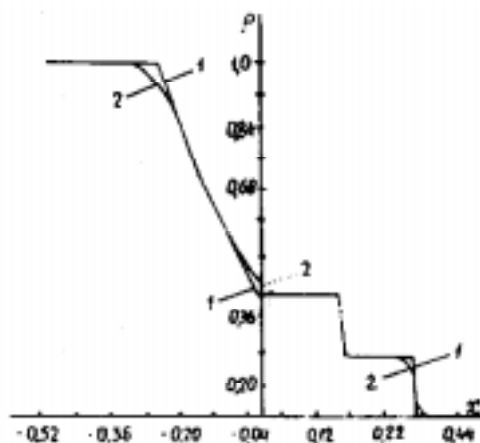


Рис. 3. Профиль  $U(x,t)$  на момент времени  $t = 0,2$ ; 1 — вероятностная схема; 2 — схема Неймана.

#### 4. Вывод уравнений теории мелкой воды в случае цилиндрически симметричного движения воды

Уравнения теории мелкой воды, приведенные в монографии [10], пригодны для случая плоского движения воды в канале, дно которого ровное. В монографии [9] уравнения теории мелкой воды включают случай неровного профиля дна, но, к сожалению, в уравнениях содержится ошибка. По этим двум причинам мы решили дать здесь вывод уравнений теории мелкой воды применительно к нашему случаю движения цилиндрической волны. Вывод уравнений дан в соответствии с идеологией [10].

На рис. 4 приведен элементарный объем  $G$  жидкости в цилиндрической системе координат  $R, Z, \varphi$ .

Количество жидкости, заключенной в объеме  $G$ , будет равно

$$\int_G \rho(R, Z, \varphi, t) dG.$$

За время  $\Delta t = t_2 - t_1$  масса жидкости увеличится на величину

$$\int_G \rho(R, Z, \varphi, t_2) - \rho(R, Z, \varphi, t_1) dG.$$

Это изменение массы равно массе жидкости, втекшей в объем  $G$  через его поверхность  $\Sigma$  за время  $\Delta t$ .

В нашем случае  $dG = R d\varphi dR dZ$ ,  $-\alpha < \varphi < \alpha$ ,  $R_1 < R < R_2$ ,  $-h(R) < Z < \eta(R)$ .

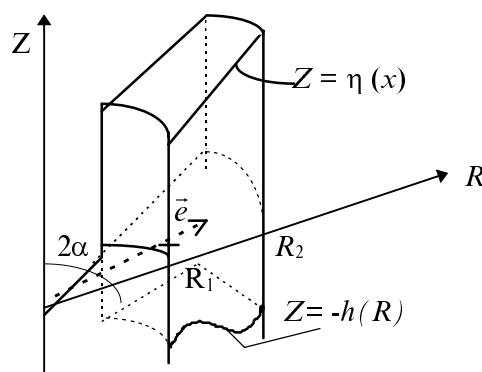


Рис. 4. Элементарный объем несжимаемой жидкости  $G$ .

Нормаль  $\vec{n}$  к поверхности  $\Sigma$  внешняя. Тогда после несложных выкладок, которые можно проследить по монографии [4], легко получить первое уравнение теории мелкой воды, так называемое уравнение сохранения массы

$$\frac{\partial R\rho(\eta+h)}{\partial t} + \frac{\partial R\rho(\eta+h)u}{\partial R} = 0. \quad (1)$$

Вывод второго уравнения теории мелкой воды проведем подробнее, т. к. его нет нигде в правильной форме.

Изменение импульса (количества движения) в объеме  $G$  за время  $\Delta t = t_2 - t_1$  равно величине

$$\int_G (\rho\vec{u}|_{t_2} - \rho\vec{u}|_{t_1}) dG = \int_G \rho\vec{u}|_{t_1}^{t_2} dG$$

и равно импульсу сил давления, действующих на поверхность  $\Sigma$ , а также количествам движений, приносимым через поверхность  $\Sigma$  за время  $\Delta t$ . Привносимый импульс через поверхность  $\Sigma$  равен

$$- \int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} \rho\vec{u}(\vec{u}d\vec{\Sigma}) dt.$$

Суммарный импульс сил, действующих на поверхность  $\Sigma$ , равен

$$- \int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma}.$$

Тогда закон сохранения импульсов запишется в виде

$$\int_G \rho\vec{u}|_{t_1}^{t_2} dG + \int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} (\rho u^2 + P) d\vec{\Sigma} dt = 0. \quad (2)$$

Это уравнение, записанное в векторной форме, не зависит от выбора системы координат.

Основные допущения теории мелкой воды заключаются в том, что течение считается одномерным  $u = u(R, t)$ , жидкость несжимаемая  $\rho = \text{const}$  и давление

$$P = \rho g(\eta(R, t) - Z).$$

Требование сравнимости высоты волны с глубиной водоема даже не обязательно.

Запишем закон сохранения импульсов применительно к нашему случаю, учитывая основные допущения теории мелкой воды.

Для компоненты импульса в направлении  $\vec{e}$  (рис. 1) будем иметь

$$\int_G \rho u_e|_{t_1}^{t_2} dG = \int_{-\alpha}^{+\alpha} d\varphi \int_{-h}^{\eta} dz \int_{R_1}^{R_2} \rho u \cos \varphi R dR|_{t_1}^{t_2} = 2 \sin \alpha \rho \int_{R_1}^{R_2} R(\eta+h)u dR|_{t_1}^{t_2}. \quad (3)$$

Далее. Подынтегральное выражение в интеграле  $\int_{\Sigma} \rho u^2 d\vec{\Sigma}$  отлично от нуля только в сечениях  $R_1$  и  $R_2$ . Поэтому

$$\int_{\Sigma} \rho u_e \vec{u} d\vec{\Sigma} = \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos \varphi d\varphi \int_{-h}^{\eta} \rho u^2 R|_{R_1}^{R_2} dZ = 2 \sin \alpha [(\eta+h)\rho u^2 R]_{R_1}^{R_2}. \quad (4)$$

Компонент интеграла  $\int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma}$  в направлении  $\vec{e}$  состоит из 5-ти частей: интегралов по сечениям  $R = R_1, R_2$ , по поверхности  $Z = -h(R)$  и двух интегралов по частям поверхности  $j = \pm\alpha$ .

Итак, интеграл по сечениям  $R = R_1, R_2$ .

$$\begin{aligned} \rho g \int_{\Sigma} (\eta - Z) d\vec{\Sigma} &= \rho g \int_{-h}^{\eta} dZ \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos \varphi R d\varphi (\eta - Z) \Big|_{R=R_2} - \rho g \int_{-h}^{\eta} dZ \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos \varphi R d\varphi (\eta - Z) \Big|_{R=R_1} = \\ &= 2 \sin \alpha \rho g \frac{R(\eta + h)^2}{2} \Big|_{R_1}^{R_2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Интеграл по частям поверхности  $\Sigma$  при  $\varphi = \pm\alpha$  в направлении  $\vec{e}$

$$J_{\pm\alpha} = \vec{e} \cdot \int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma} = \int_{\Sigma} P \vec{e} \cdot \vec{n} d\Sigma = -2 \sin \alpha \int_{-h}^{\eta} dZ \int_{R_1}^{R_2} P dR.$$

Если вспомнить, что  $P = \rho g(\eta - Z)$ , то

$$J_{\pm\alpha} = -2 \sin \alpha \rho g \int_{R_1}^{R_2} \frac{(\eta + h)^2}{2} dR. \quad (6)$$

Далее определим интеграл по части поверхности объема  $G$   $Z = -h(R)$ . Скалярное произведение

$$\vec{n} \cdot \vec{e} = \cos \varphi h'_R(R) dR.$$

Тогда

$$\int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma} \cdot \vec{e} = -2 \sin \alpha \rho g \int_{R_1}^{R_2} R h'(\eta + h) dR. \quad (7)$$

С учетом выражений (3), ..., (7) закон сохранения импульсов (2) запишется после сокращения на  $2 \sin \alpha \rho$

$$\begin{aligned} \int_{R_1}^{R_2} R(\eta + h) n \Big|_{t_1}^{t_2} dR + \int_{t_1}^{t_2} g(\eta + h) u^2 R \Big|_{R_1}^{R_2} dt + \\ + \int_{t_1}^{t_2} g R \frac{(\eta + h)^2}{2} \Big|_{R_1}^{R_2} dt - \int_{R_1}^{R_2} g \frac{(n + h)^2}{2} dR - \int_{R_1}^{R_2} g R h'(\eta + h) dR = 0; \end{aligned} \quad (8)$$

используя формулу Грина, выражение (7) можно записать в виде

$$\oint_C R(\eta + h) u dR - R[(\eta + h)u^2 + \tilde{P}] dt = - \iint_{\tilde{G}} P dR dt - \iint_{\tilde{G}} g R h'(\eta + h) dR dt, \quad (9)$$

где  $\tilde{P} = \frac{g}{2}(\eta + h)^2$ , контур  $C$  есть сечение элементарного объема  $G$  в направлении  $\vec{e}$ , а  $\tilde{G}$  — площадь этого сечения.

В дифференциальной форме выражение (8) запишется как

$$\frac{\partial(\eta + h)uR}{\partial t} + \frac{\partial[(\eta + h)u^2 + \tilde{P}]}{\partial R} = \tilde{P} + g R h'_R(\eta + h). \quad (10)$$

Это уравнение отличается от аналогичного из [9, 10] тем, что в нем наличествует слагаемое  $-g h h'_R(\eta + h)$ . Отсутствие этого слагаемого в уравнении (9) приводит к тому, что в области покоя

( $u = 0$ ) из-за градиента  $\frac{\partial \tilde{P}}{\partial R} \neq 0$  должно возникнуть движение  $u \neq 0$ . Уравнение (9) в этом смысле корректно.

Итак, два уравнения (1) и (10) представляют уравнения теории мелкой воды в цилиндрическом случае.

## 5. Результаты расчетов

Как отмечалось выше, основная цель данной работы — с помощью теории мелкой воды приближенно оценить на больших расстояниях от места падения астероида в океан параметры океанской волны.

Рисунки 5, ..., 10 иллюстрируют процесс внедрения астероида в преграду. Различными оттенками черного цвета на этих рисунках представлена плотность среды. Справа от рисунка приведена шкала численных значений плотности среды.

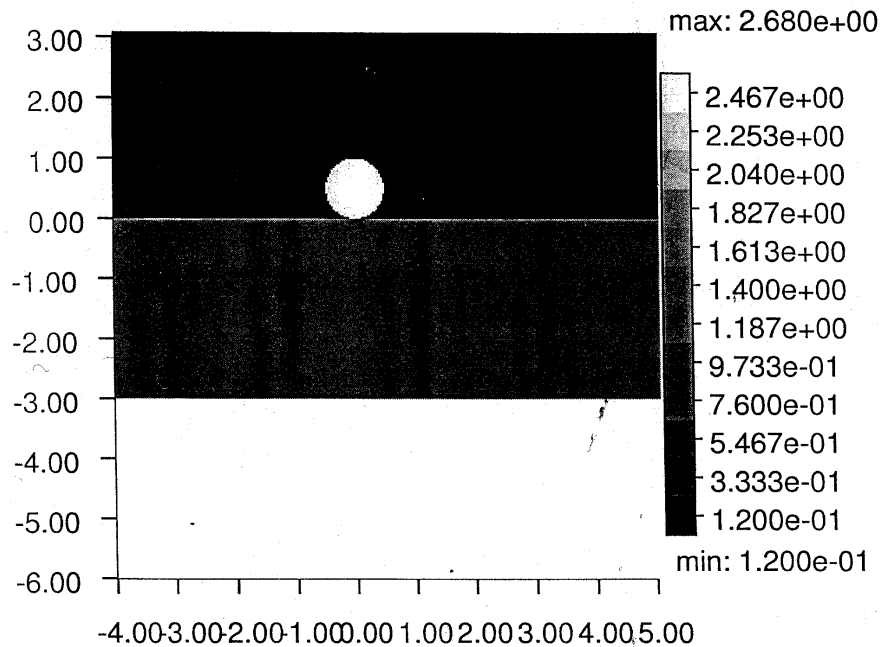


Рис. 5

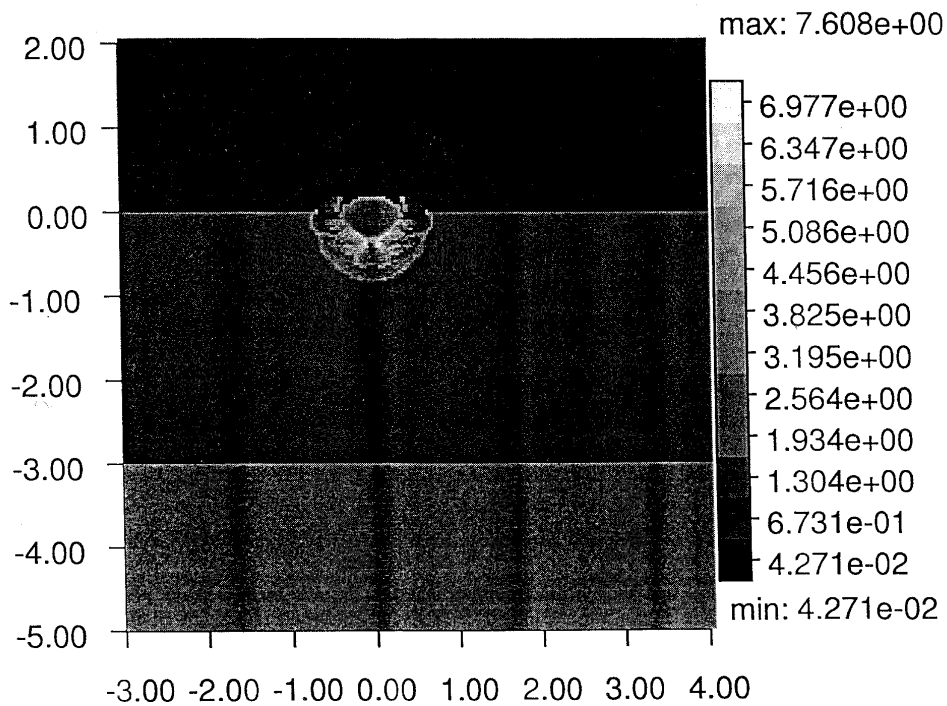


Рис. 6



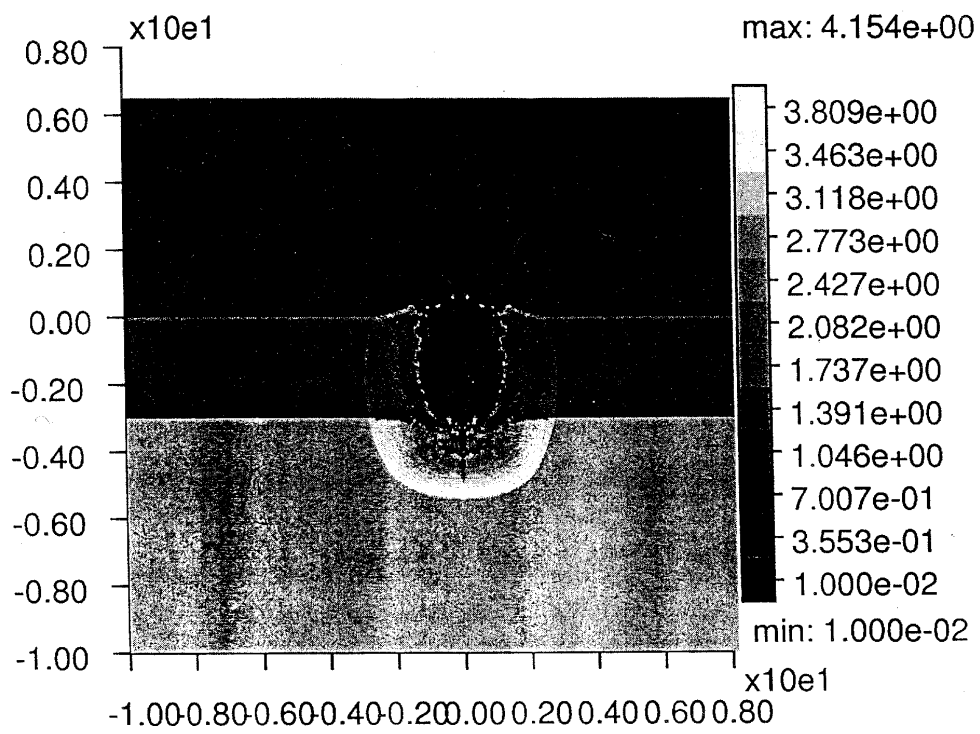


Рис. 7

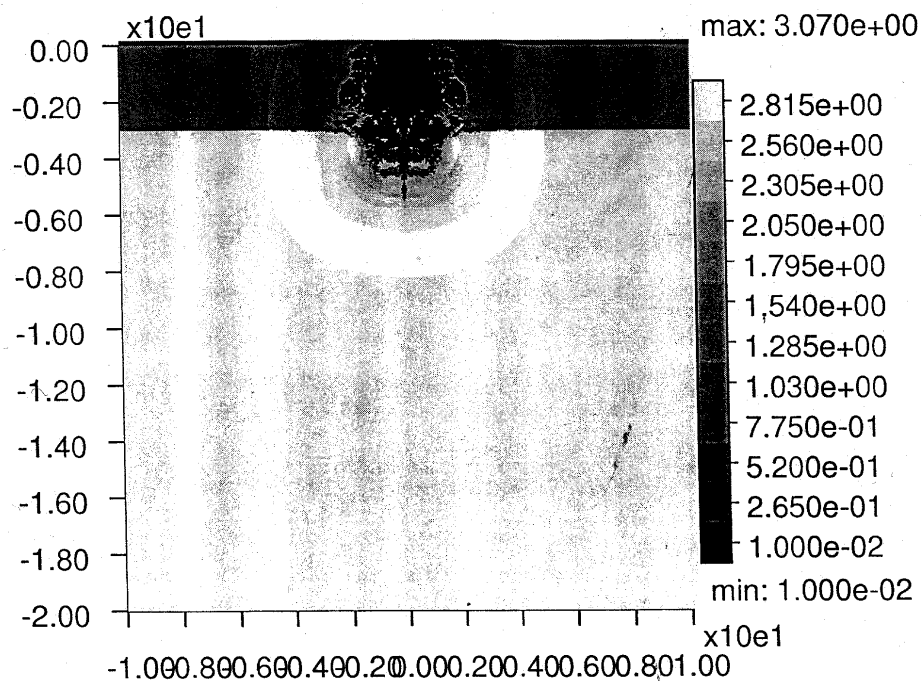


Рис. 8

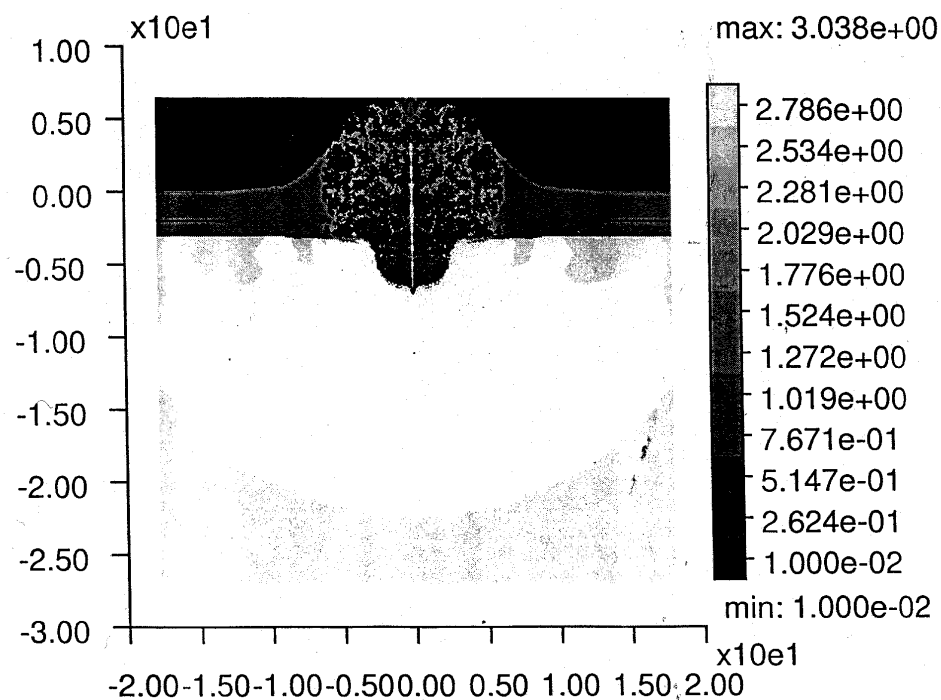


Рис. 9

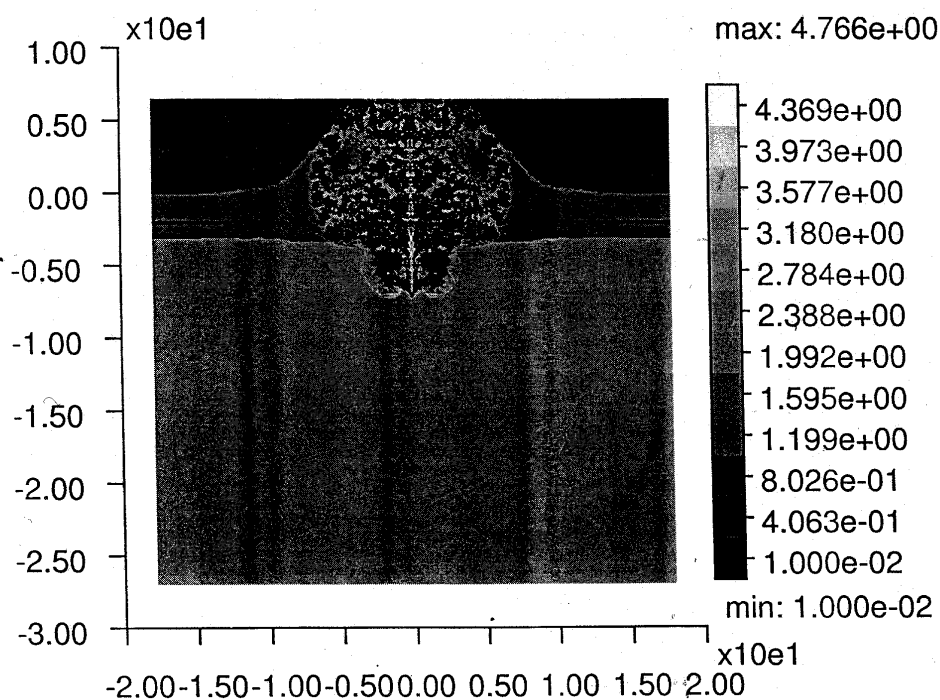


Рис. 10

Последний из этой серии рис. 10 соответствует моменту времени  $\sim 7$  с. Это тот момент времени, который был принят за начальный для расчета распространения океанской волны по теории мелкой воды.

В качестве начальных данных для уравнений теории мелкой воды задано: профиль волны  $Z = \eta(R)$  при  $t \approx 7$  с, профиль дна  $Z = -h(R)$  при  $t \approx 7$  с, средняя по глубине воды горизонтальная скорость частиц воды  $u = u(R)$ . Профиль дна был выбран в следующем виде. При  $0 \leq Z < 100$  км такой, какой получился в расчетах на момент времени  $t = 7$  с, а для  $Z \geq 100$  км в соответствии с таблицей 1.

$R, км$	100	150	500	550	700	750	900
$Z, км$	-3	-1	-1	-0,5	-0,5	-0,050	0,0

Таким образом, длина шельфа 150 км, уклон 50 м.

На рисунках 11, ..., 22 приведено положение океанской волны на различных расстояниях от места падения астероида в океан.

На рисунках 11, 12 представлено начальное положение волны для вычислений по теории мелкой воды. Рисунки 13, 14 иллюстрируют струйное затекание воды в каверну, образованную ударом астероида в граните. На рисунках 15, 16 — положение волны на различные моменты времени. На рисунках 17, 18, 19, 20 показан процесс взаимодействия волны с шельфом. Высота головной волны (рис. 17), подошедшей к шельфу  $\eta \leq 10$  м. В результате трансформации волны на мелководье (рис. 18, 19, 20) высота головной волны стала равной  $\eta \approx 27$  м. Кроме этой волны, рисунки 17, 18, 19, 20 иллюстрируют процесс зарождения и отражения волны от подводного уклона, примыкающего к шельфу.

В работе [2] приведены эмпирические формулы (4) для вычисления высоты удаленной волны, образующейся при подводных ядерных взрывах. В таблице 2 представлены результаты сравнения вычислений высоты волны  $\eta(R)$  теории мелкой воды и по эмпирической формуле (4) и (2) для различных значений расстояния  $R$  от места падения астероида.

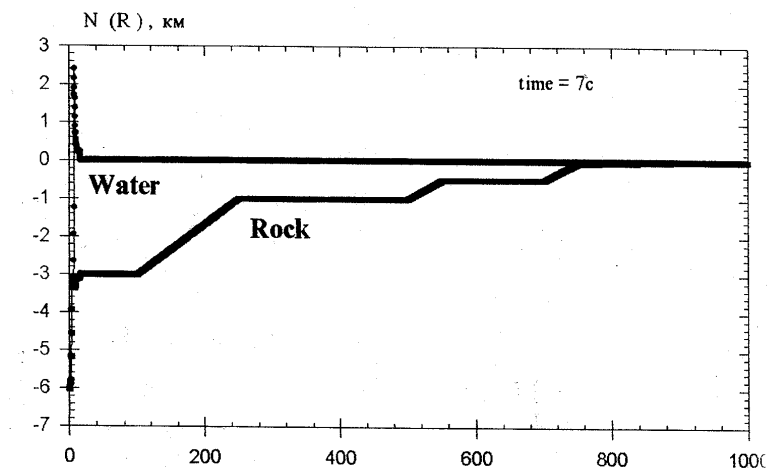


Рис. 11

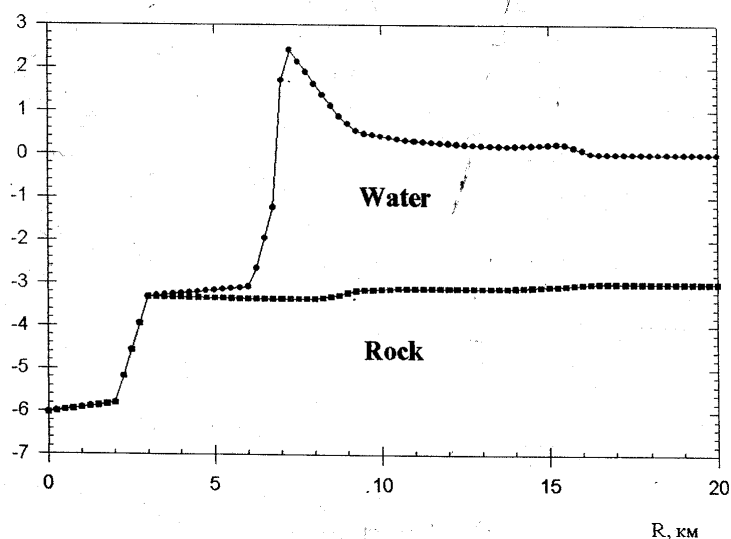


Рис. 12

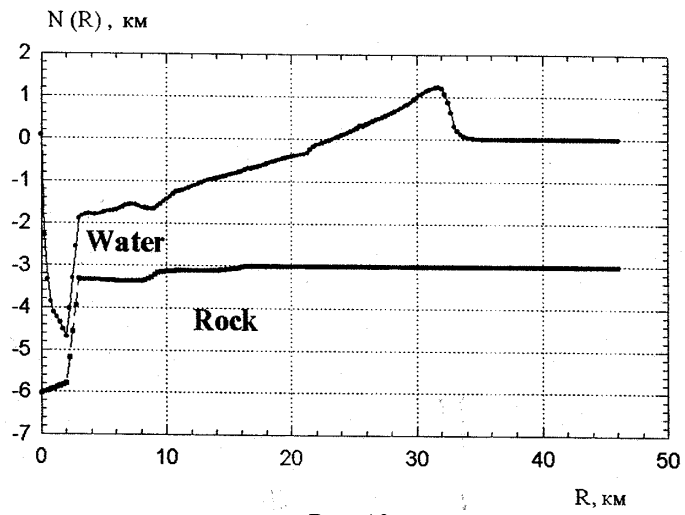


Рис. 13

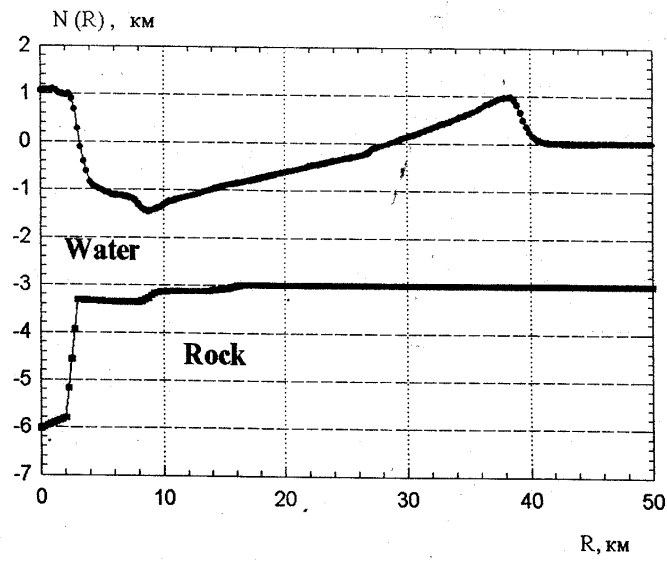


Рис. 14

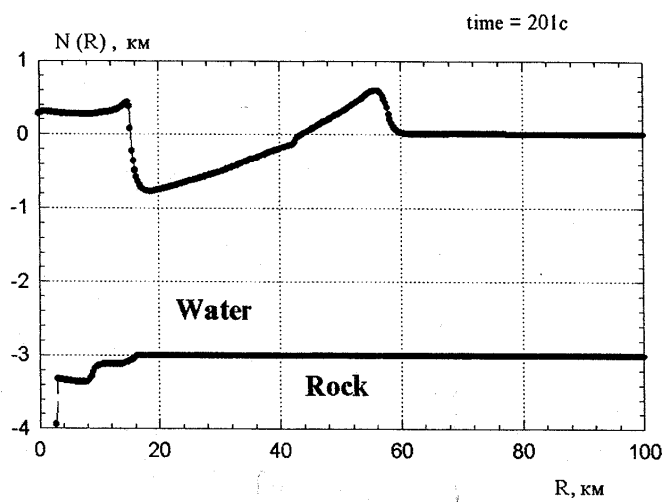


Рис. 15

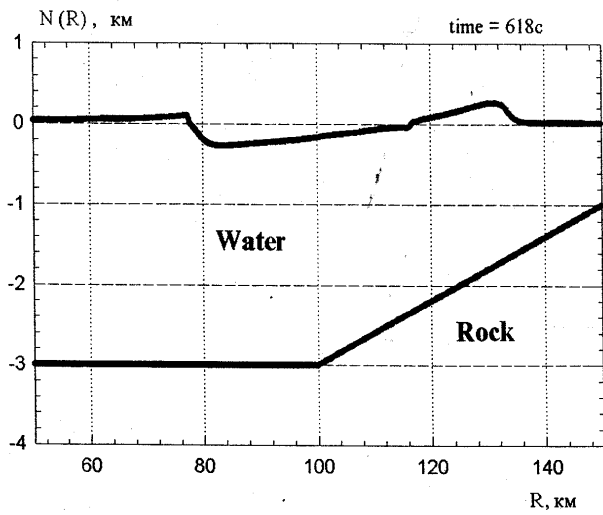


Рис. 16

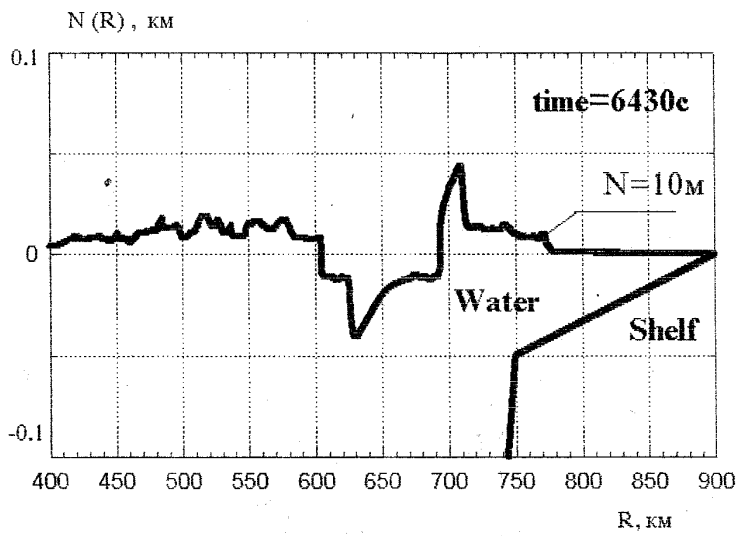


Рис. 17

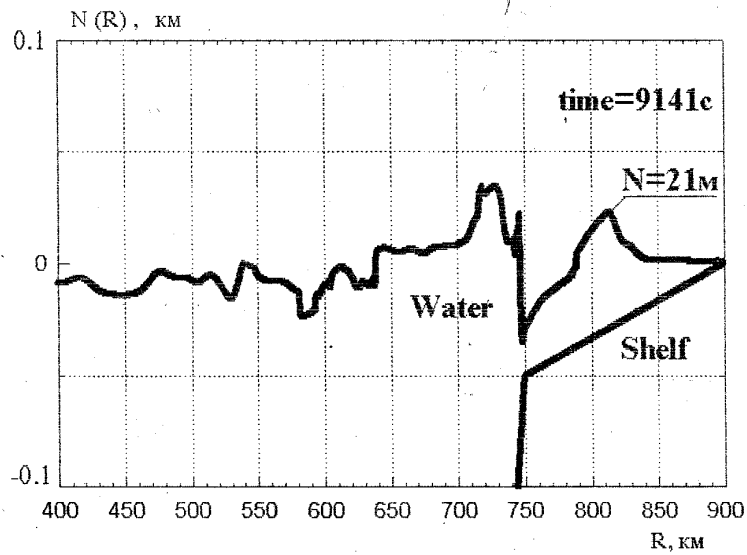


Рис. 18

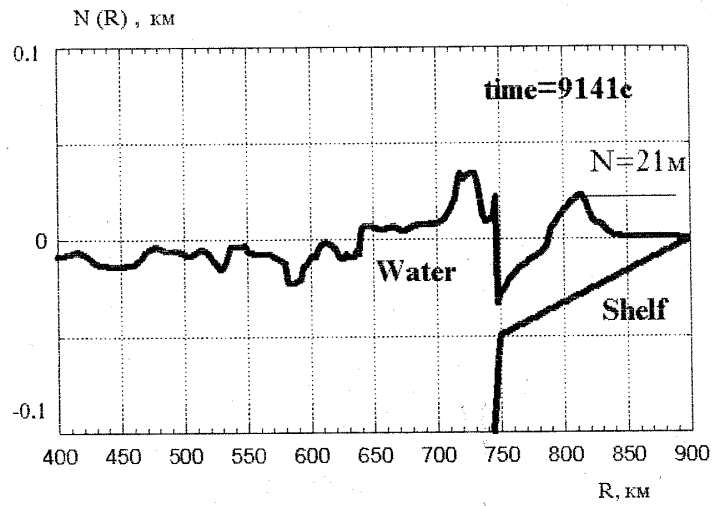


Рис. 19

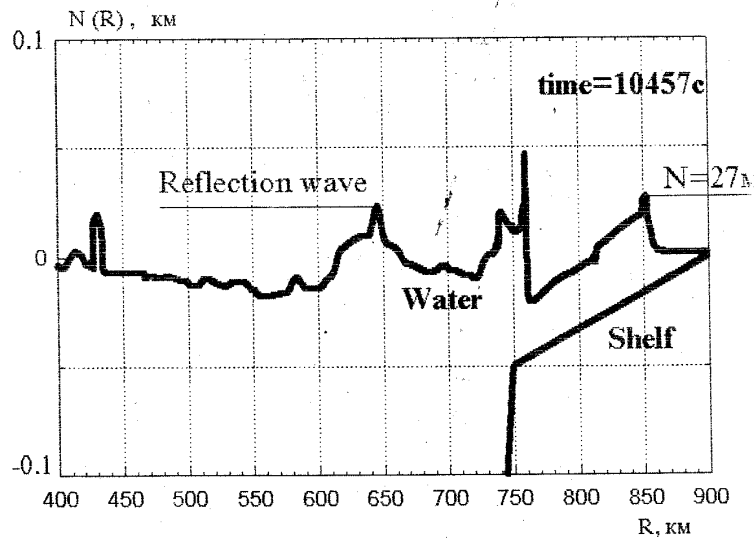


Рис. 20

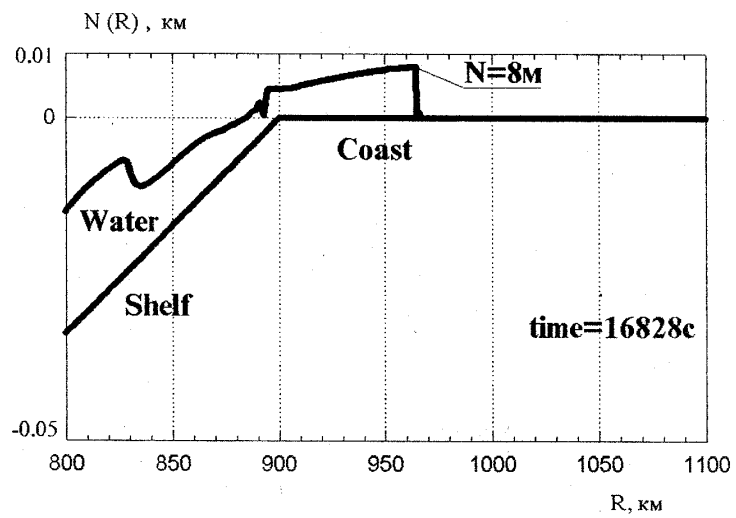


Рис. 21

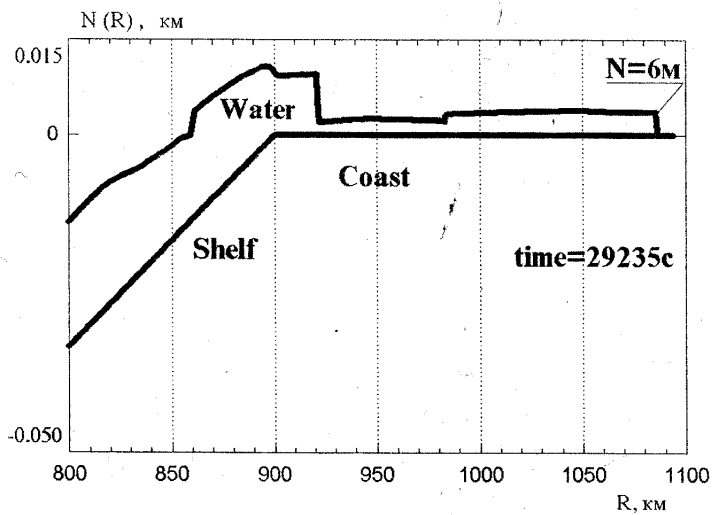


Рис. 22

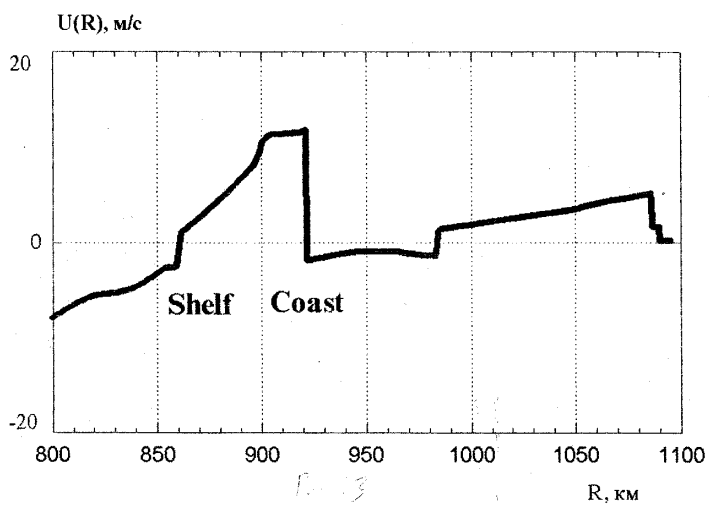


Рис. 23

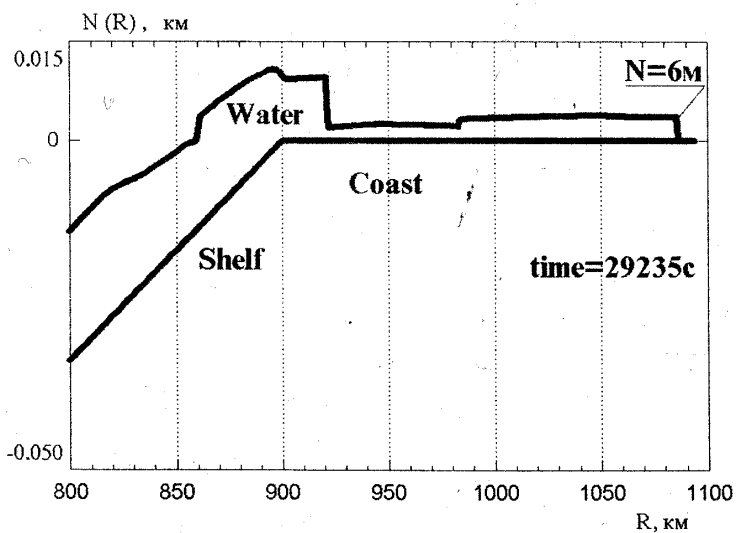


Рис. 24

Таблица 2

$R, км$	132	750	800–850
$\eta(R), км$ мелкая вода	99	17	16

$\eta(R)$ , км из работы [5]	220	10	21–27
---------------------------------	-----	----	-------

Видно удовлетворительное согласование сравнения величин.

## **Выводы**

Использование предложенного в данной работе подхода к оценке параметров океанской волны, образующейся от падения астероида в неглубокий океан, на наш взгляд вполне приемлемо как для количественного, так и для качественного описания данного физического явления. Как показали полученные приближенные оценки, последствия от падения каменного астероида диаметром  $\sim 1$  км могут быть разрушительными на расстояниях до 100–200 км от побережья океана.

## **Литература**

1. Ahrens T.J. and O'Keefe. Impact on the earth, ocean and atmosphere. Int. J. Impact Engng Vol. 5, p. 13–32, 1987
2. Roddy D.J., Schuster S.H., Rosenblatt M., Grant L.B., Hassig P.J., Kreyenhagen K.N. Computer simulations of large asteroid impacts into oceanic continental sites. Preliminary results on atmospheric, cratering and ejecta dynamics. Int. J. Impact Engng. Vol. 5, p. 525–541, 1987.
3. Boslough M.B., Chael E.P., Trucano T.G. and Crawford D.A. Axial focusing of energy from a hypervelocity impact on Earth. Proceedings of 1994 Hypervelocity Impact Symposium, Santa Fe, NM, Oct. p. 17-20, 1994.
4. Букреев В.И., Гусев А.В. Гравитационные волны при падении тела на мелкую воду. ПМТФ, № 2, 1996, с. 90-98.
5. Thoon O.B., Lahnfe K., Morrison D., Turco R.P., Covey C. Environmental Perturbations Caused by the Impacts of Asteroids and Comets. Rev. Of Geophysics, March 1995
6. Скоркин Н. А. Об одной конечно–разностной схеме для решения задач механики сплошной среды., Доклады международной конференции “4–е Забабахинские научные чтения”, г. Снежинск, Россия, 1995.
7. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели, – М.: “Наука”, 1977.
8. Мелош Г. Дж. Образование ударных кратеров . — М : “Мир”, 1994.
9. Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н. Системы квазилинейных уравнений , М.: “Наука”, 1968.
10. Hills J.G., Nemchinov I.V. and Popov S.P. Tsunami generated by small asteroid, impacts., in “Hazards Due to Comets and Asteroids.” ed. T. Gehrels. Stuzon Univ. Press 1994, p. 779–790 Astronomical J., 1995.