ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЦУНАМИ БЕГУЩЕЙ ПОДВИЖКОЙ НА НАКЛОННОМ ДНЕ

О. В. Костицына
(кафедра физики моря и вод суши)

Численным методом исследуется возможность и эффективность генерации цунами подводным оползнем. Рассматривается влияние скорости и величины пробега оползня на параметры генерируемой волны. Расчеты проводятся при различных углах наклона в диапазоне 0—0,06 рад, что соответствует реальным наклонам дна. Показано, что зависимости энергий и амплитуд волн от скорости имеют резонансный характер, а положение области резонанса зависит от дальности пробега оползня как в случае горизонтального, так и в случае наклонного дна.

Одной из причин, приводящих к возникновению волн цунами, являются крупные подводные оползни. Для оценки эффективности этого механизма возбуждения цунами, а также для исследования влияния характеристик оползня на параметры генерируемой волны рассматривалась следующая модельная задача. Некое возмущение формы $B(x, t)$ на подводном склоне начинало движение в точке x_0 (рис. 1) в момент t_0 со скоростью V и проходило заданное расстояние L. Рассматривалось влияние скорости V и величины пробега L подвижки на параметры генерируемой волны. В качестве исходных использовались одномерные нелинейные уравнения мелкой воды [1]:

$$u_t + uu_x + g\eta_x = 0,$$

$$\eta_t + ((H + \eta - B)\, u)_x = B_t,$$

u — горизонтальная скорость, η — смещение водной поверхности, $B(x, t)$ — функция, описывающая движение дна, $H(x)$ — глубина воды.

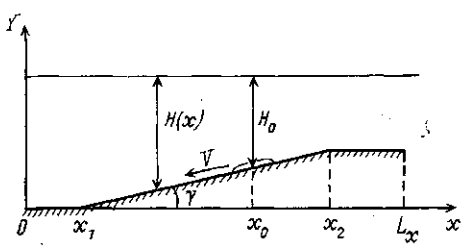

Рис. 1. Схема модели

На границах $x=0$ $(i=1)$ и $x=L_x$ $(i=M)$ задавались условия свободного прохода волн:

$$u_1 = u_2,\ \eta_1 = \eta_2,\ u_M = u_{M-1},\ \eta_M = \eta_{M-1}.$$

Профиль дна $H(x)$ задавался следующим выражением:

$$H(x) = \begin{cases} x_0 \operatorname{tg}\gamma + H_0, & x < x_1, \\ x_0 \operatorname{tg}\gamma + H_0 - (x - x_1)\operatorname{tg}\gamma, & x \in [x_1,\ x_2], \\ x_0 \operatorname{tg}\gamma + H_0 - (x_2 - x_1)\operatorname{tg}\gamma, & x > x_2, \end{cases}$$

где H_0 — глубина очага возникновения цунами, которая принималась постоянной, γ — угол наклона, изменяющийся в пределах 0—0,06 рад, что соответствует 0—3,5°.

Все уравнения были приведены к безразмерному виду по формулам

$$\eta^* = \frac{\eta}{H_0},\ x^* = \frac{x}{H_0},\ B^* = \frac{B}{H_0},\ u^* = \frac{u}{\sqrt{gH_0}},\ V^* = \frac{v}{\sqrt{gH_0}},$$

$$t^* = t\sqrt{\frac{g}{H_0}},\ L^* = \frac{L}{H_0}.$$

Функция $B^*(x, t)$ задавалась следующим образом (звездочка здесь и далее будет опускаться):

$$B = B_0 \exp\{-(x - x_0 - V_B(t)\, t)^2/a^2\},$$

где $a=3{,}85$, $B_0=0{,}008$. Характерный размер оползня D принимался равным $2a$. Отношение D/H_0 составляло ~ 8. Скорость возмущения V_B задавалась так:

$$V_B = V\left[\frac{\operatorname{arctg}(\alpha(t-t_0)) - \operatorname{arctg}(\alpha(t-t_0-t_B))}{\pi}\right],$$

где $t_0=0{,}2$, $\alpha=57{,}5$, $t_B=L/V$ — время движения подвижки. Рассматривался диапазон безразмерных скоростей $V=0{,}18$—$2{,}70$. Зависимость $V_B(t)$ представлена на рис. 2.

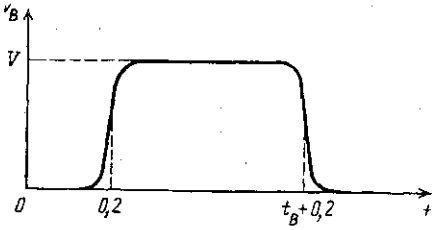

Рис. 2. Зависимость скорости подвижки от времени

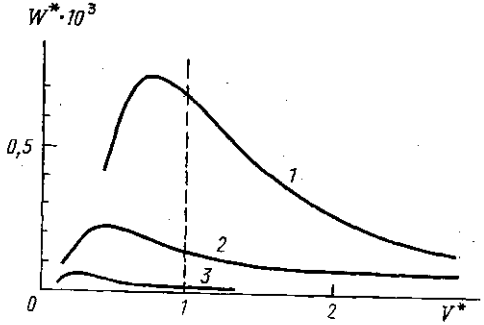

Рис. 3. Зависимости безразмерной энергии волн от безразмерной скорости при $\gamma=0{,}05$ и различных пробегах: $L^*=7{,}8$ $(L=D)$ — *1*; 3,9 $(L=D/2)$ — *2* и 1,95 $(L=D/4)$ — *3*. Пунктиром отмечена скорость длинных волн, соответствующая глубине очага

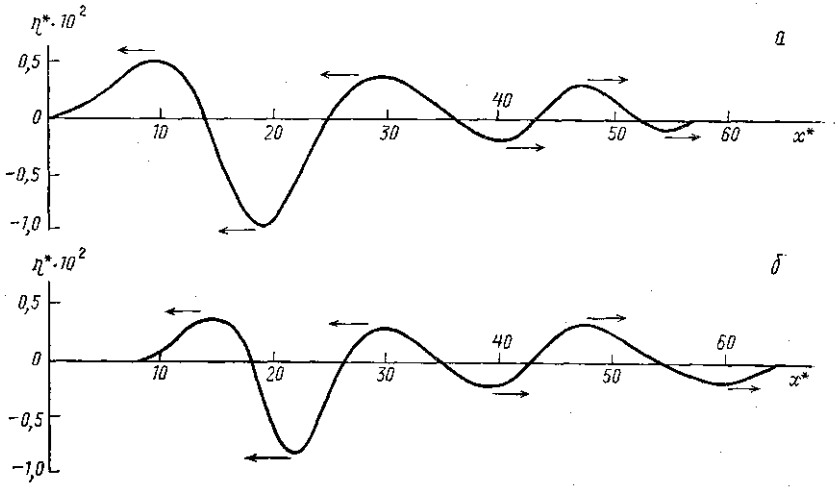

Рис. 4. Профили генерируемых волн на плоском и наклонном дне при величине пробега $L^*=D^*$ и скорости распространения возмущения $V^*=0{,}7$; $\gamma=0$ (*а*) и 0,05 (*б*)

Расчеты проводились при различных пробегах: $L=D$, $D/2$, $D/4$ и различных скоростях. Длина пробега L измерялась вдоль наклонной плоскости: $L=(x_0-x)/\cos\gamma$.

Рассчитывались профили волн и полные безразмерные энергии по формуле

$$W^* = \Delta x \sum_{i=1}^{H} \eta_i^2,$$

где Δx и η_i^2 — также безразмерны.

Результаты представлены на рис. 3, 4. Из рис. 3 видно, что зависимость энергии W волн от скорости подвижки V имеет резонансный характер. Однако область резонанса не соответствует скорости линейных длинных волн на глубине очага и,

кроме того, зависит от длины пробега подводного возмущения. Максимум энергии смещается в сторону малых скоростей при уменьшении величины пробега L, одновременно уменьшаясь по абсолютной величине. Этот эффект наблюдается и в случае горизонтального дна.

Исследование зависимостей параметров волны от углов наклона γ при сохранении постоянства глубины очага H_0 показало, что с увеличением угла возрастает абсолютная величина максимума $W(V)$ общей энергии волн, а его положение в рассматриваемых пределах $\gamma=0$—0,06 рад не меняется.

На рис. 4 представлены профили генерируемых волн при $\gamma=0$ и 0,05 для скорости подвижки $V=0{,}7$ и величины пробега $L=D$. Видно, что по направлению подвижки распространяются две выпуклости, разделенные впадиной, а в обратную сторону — две впадины, разделенные выпуклостью. С увеличением угла амплитуды волн, бегущих по направлению подвижки, увеличиваются, а в обратную сторону — уменьшаются.

Интересно сделать некоторые оценки, касающиеся реальных цунами и очагов их возникновения. Предположим, оползень происходит в прибрежной зоне в результате землетрясения и занимает часть очага землетрясения. Перейдя обратно к размерным величинам и принимая в прибрежной зоне $H_0\approx50$ м, получим, что при характерном размере оползня $D\approx400$ м, высоте $B_0\approx35$ см, скорости его движения $V\approx15$ м/с и пробеге $L\approx400$ м высота волны составит $\eta\approx0{,}25$ м.

Для крупных оползней, возникающих в результате сильных землетрясений, может быть сделана следующая оценка. Глубина воды в прибрежной зоне ~250 м. Тогда при длине оползня 6 км, высоте 6 м, скорости ~30—40 м/с и длине пробега 3—6 км амплитуда волны, идущей к берегу, в резонансном случае составит 2—3 м.

Таким образом, в работе показано, что параметры волны, возникающей в результате подводного оползня, сильно зависят как от характеристик самого оползня (его размеров, скорости и дальности распространения), так и от свойств очага (глубины воды, угла наклона дна). Зависимость энергии и амплитуд волн от скорости подвижки имеет резонансный характер. Область резонанса зависит от дальности распространения оползня и смещается в сторону малых скоростей при уменьшении длины пробега L.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Марчук А. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск, 1983.

Поступила в редакцию
02.12.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

К ТЕОРИИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

И. П. Звягин, В. П. Петрова
(кафедра физики полупроводников)

Рассчитан бесфононный вклад в проводимость на переменном токе для модели с диагональным беспорядком при низких температурах с учетом квантовой корреляции уровней. Показано, что в органических полупроводниках в ИК-области может возникать полоса поглощения, связанная с резонансными переходами между соседними локализованными состояниями.

Как известно, одним из основных методов получения информации о механизмах электронных процессов в органических полупроводниках служат исследования процессов релаксации [1—3]. Наряду с этим определенную информацию об этих механизмах можно получить из измерений частотной зависимости проводимости или фотопроводимости [4]. Для многих органических полупроводников (например, из ряда антрацена) результаты указанных выше измерений можно описать в предположении о прыжковом механизме переноса. Теория прыжкового переноса в этих материалах развивалась как аналитическими [5, 6], так и численными методами. В работе [6] в рамках этой модели был найден релаксационный (фононный) вклад в проводимость