

Таким образом, можно заключить, что в монокристаллических сплавах Ni—Pd

1) магнитострикционные деформации дают пренебрежимо малый вклад в анизотропию АЭХ и АЭНЭ;

2) вклад магнитострикционных деформаций в анизотропию магнетосопротивления соизмерим по порядку величины с «истинным» эффектом, обусловленным особенностями зонной структуры;

3) анизотропия поперечной магнитотермоэдс в основном определяется вкладом магнитострикционных деформаций, однако зонный вклад, хотя и меньший по величине, также играет роль в формировании эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильева Р. П., Мясликгульев Г. М., Стадник С. И.//ФММ. 1984. 57, № 5. С. 904.
2. Мясликгульев Г. М., Васильева Р. П., Стадник С. И.//ФММ. 1985. 59, № 4. С. 750.
3. Пузей И. М.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1961. 25, № 12. С. 1494.
4. Ведяев А. В., Грановский А. Б., Котельникова О. А. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. М., 1992.
5. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
6. Мясликгульев Г. М.//Изв. АН ТССР, сер. физ. техн. хим и геол. наук. 1971. № 5. С. 30.
7. Мясликгульев Г. М., Васильева Р. П., Джеббаров Е., Стадник С. И.//ФММ. 1989. 67, № 5. С. 1031.

Поступила в редакцию
07.12.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 4

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466

ГЕНЕРАЦИЯ ЦУНАМИ БЕГУЩЕЙ ПОДВИЖКОЙ ДНА

М. А. Носов, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Методом лабораторного моделирования и теоретически, в рамках линейной потенциальной теории, исследуется задача о генерации волн цунами бегущими подвижками дна. Получены зависимости максимальной амплитуды и энергии волн от скорости распространения подвижки дна. Экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии с теоретическими зависимостями.

В большинстве работ, посвященных процессу генерации волн цунами подвижками дна, предполагается, что движение дна происходит одновременно во всей активной области, что, очевидно, не всегда имеет место в природе. В связи с этим большой интерес для проблемы цунами представляют возмущения дна океана, получившие в литературе название бегущих подвижек [1—4]. В качестве природного прототипа бегущей подвижке могут соответствовать последовательное смещение блоков дна, распространяющаяся по дну трещина [5] или диспергирующий пакет сейсмических волн [6]. Кроме того, бегущая подвижка может ассоциироваться и с подводным оползнем [7, 8]. Отметим, что практически все упомянутые работы являются теоретиче-

скими и выполнены в рамках длинноволнового приближения, которое в случае бегущей подвижки может значительно исказить результат.

В настоящей работе методом лабораторного моделирования и в рамках линейной потенциальной теории исследуется генерация волн бегущей подвижкой дна.

Эксперимент

Лабораторное моделирование проводилось в прямоугольном открытом гидроканале размерами $15 \times 15 \times 330$ см. В качестве источника волн использовались три одинаковых пневматических донных волновых генератора (длиной $l=30$ см) [9], установленных в центре гидроканала и приводившихся в движение последовательно (рис. 1, а). Движение каждого из генераторов имитировало вертикальную подвижку дна и контролировалось датчиком, представляющим собой катушку индуктивности с подвижным сердечником, связанным с дном. На рис. 1, а расположение датчиков смещения дна показано стрелками

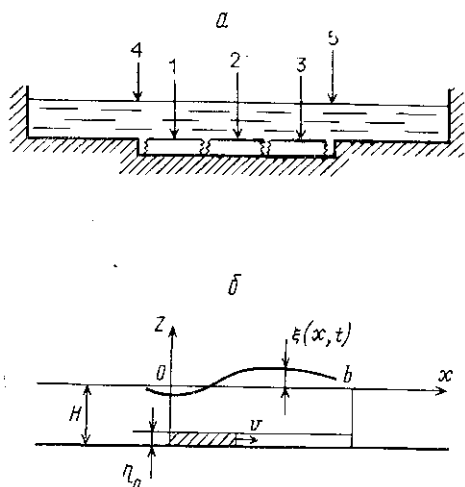


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и математическая постановка задачи (б)

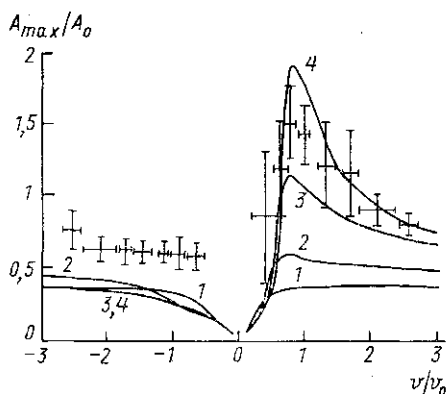


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные зависимости максимальной амплитуды волны на границе района генерации, в точках $x=0$ ($v/v_0 < 0$) и $x=b$ ($v/v_0 > 0$), от скорости распространения подвижки. Кривые 1—4 соответствуют значениям параметра $\alpha=1, 2, 5$ и 10

1—3. Каждый из генераторов совершал одиночные вертикальные смещения с амплитудой, не превышающей 2 мм. Продолжительность движения каждого генератора τ выбиралась так, чтобы подвижка была импульсной: $\tau \ll l(gH)^{-1/2}$, где g — ускорение свободного падения. Глубина воды H в экспериментах составляла 3, 5, 7 и 10 см.

Возмущение свободной поверхности воды регистрировалось при помощи двух ИК-волнографов [10], установленных на границах района генерации (положение их показано на рис. 1, а стрелками 4, 5). Запись движения донных волновых генераторов и сигналов, поступающих с волнографов, велась при помощи многоканального быстродействующего самописца типа Н 3030. По записям определялись максимальная амплитуда волнового возмущения, бегущего по и против направления распространения подвижки; величина вертикального сме-

щения каждого из генераторов η_i и скорость распространения подвижки $v = (l/t_{12} + l/t_{23})/2$, где t_{12} и t_{23} — время между включениями первого и второго и второго и третьего донных волновых генераторов. Всего было проведено более 100 экспериментов.

При физическом моделировании процесса генерации и распространения волн цунами для соблюдения подобия в [11] предлагается рассматривать следующие три критерия:

$$\Pi_1 = H/\lambda; \quad \Pi_2 = A/H; \quad \Pi_3 = T(g/H)^{1/2}$$

где λ , A и T — длина волны, амплитуда и период волны.

Для реальных волн цунами значения этих критериев, согласно [11], попадают в следующий диапазон:

$$\Pi_1 \sim 10^{-2}; \quad \Pi_2 \sim 10^{-3}, \quad 12 \leq \Pi_3 \leq 360.$$

В наших экспериментах критерии принимали следующие значения:

$$10^{-2} < \Pi_1 < 10^{-1}, \quad 10^{-2} < \Pi_2 < 10^{-1}, \quad 5 < \Pi_3 < 40.$$

Учитывая тот факт, что для случая генерации волн величина критерия Π_2 , как это показано в [12], может быть существенно увеличена, волны, полученные в экспериментах, можно считать подобными реальным короткопериодным волнам цунами в открытом океане.

Результаты экспериментов представлены на рис. 2 в виде зависимости максимальной амплитуды волнового возмущения A_{\max} от скорости распространения подвижки дна v . Зависимость представлена в безразмерных координатах: амплитуда волнового возмущения нормирована на среднюю для данного эксперимента амплитуду подвижки дна $A_0 = (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3)/3$, а скорость v — на скорость распространения длинных волн $v_0 = (gH)^{1/2}$. Отрицательным значениям безразмерной скорости соответствуют данные о максимальной амплитуде волны, бегущей против направления распространения подвижки. Большой разброс экспериментальных данных вследствие того что амплитуды подвижек дна η_i не были строго равными, не позволил разделить экспериментальные зависимости для различных глубин воды, в связи с чем экспериментальные точки на рис. 2 отражают осредненные данные по всем указанным глубинам воды H .

Математическая модель

Будем рассматривать безграничный по оси OX слой идеальной несжимаемой однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести (см. рис. 1, б). Начало прямоугольной системы координат OXY расположим на невозмущенной свободной поверхности жидкости, ось OZ направим вертикально вверх. Для того чтобы найти волновое возмущение, образующееся на поверхности жидкости при движениях дна, происходящих по закону

$$z = -H + \eta(x, t),$$

необходимо решить задачу относительно потенциала скорости течения жидкости $F(x, z, t)$:

$$\Delta F = 0,$$

$$F_{tt} = -gF_z, \quad z = 0,$$

$$F_z = \eta_t, \quad z = -H.$$

Смещение свободной поверхности жидкости выражается через потенциал скорости течения следующим образом [13]:

$$\xi(x, t) = -g^{-1} F_t(x, 0, t).$$

В качестве модели бегущей подвижки выберем следующий вид закона движения дна:

$$\eta(x, t) = \eta_0 [0(x) - \theta(x-b)] [1 - \theta(x-vt)],$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

Решение сформулированной задачи будем искать методом преобразования Лапласа и Фурье по временной и пространственной координатам соответственно:

$$F(x, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \exp\{pt - ikx\} (A(p, k) \operatorname{ch} kz + B(p, k) \operatorname{sh} kz).$$

Не останавливаясь подробно на проведенных выкладках, отметим, что для решения задачи применялись методы теории функции комплексного переменного. В результате было получено следующее выражение для смещения свободной поверхности жидкости:

$$\begin{aligned} \xi(x, t) = & \frac{\eta_0}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ikx)}{\operatorname{ch}(kH)} \left\{ \frac{\exp[ib(k+P/v)] - 1}{k+P/v} \exp(-iPt) + \right. \\ & \left. + \frac{\exp[ib(k-P/v)] - 1}{k-P/v} \exp(iPt) \right\} dk, \end{aligned} \quad (1)$$

где $P = (gk \operatorname{th}(kH))^{1/2}$, имеющее силу при условии $t \geq b/v$. Мнимая часть выражения (1) в силу нечетности соответствующей части подынтегральной функции равна нулю. Интеграл в действительной части (1), предварительно приведенный к безразмерному виду в соответствии с формулами

$$t^* = t(g/H)^{1/2}, \quad x^* = x/H, \quad \alpha = b/H, \quad k^* = kH, \quad v^* = v(gH)^{-1/2},$$

рассчитывался численно.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 в виде зависимости максимальной амплитуды волны на границах района генерации, в точках $x=0$ ($v/v_0 < 0$) и $x=b$ ($v/v_0 > 0$). Ввиду некоторого отличия типов движения дна в лабораторной и теоретической моделях экспериментальная и теоретическая зависимости полностью совпадать не могут. Особенно это заметно при $v/v_0 < 0$. Последнее связано еще и с тем, что различие амплитуд смещений донных волновых генераторов могло достигать $\sim 30\%$, а максимальная амплитуда волны, бегущей против направления распространения подвижки, определяется амплитудой максимальной из подвижек. Следовательно, в связи с нормировкой амплитуды волны на величину $A_0 = (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3)/3$, безразмерная амплитуда будет заведомо завышена по сравнению со случаем одинаковых амплитуд смещений дна. Тем не менее и эксперимент и теория показывают, что при скоростях распространения подвижки дна, близких к скорости длинных волн, происходит резкое увеличение амплитуды волны, бегущей в направлении распространения подвижки. Известно, что амплитуда волны цунами в открытом океане не может превышать амплитуду поршневой подвижки дна. В случае же бегущей подвижки, как видно из рис. 2, амплитуда волны может существенно

превышать амплитуду смещения дна, что становится более ярко выраженным с увеличением размера района генерации b .

Максимальная амплитуда волны, безусловно, представляет большой интерес, но в диспергирующей волне по мере ее распространения амплитуда подвержена быстрому изменению, поэтому в качестве характеристики интенсивности генерации волн бегущей подвижкой дна удобнее использовать энергию. Энергия волны рассчитывалась по следующей формуле:

$$W(t) = \rho g a \int \xi^2(x, t) dx,$$

где ρ — плотность воды, a — ширина канала. Величина $W(t)$ представляет собой удвоенную потенциальную энергию волны. Расчет энергии проводился для момента времени $t^* = 50$, когда баланс между потен-

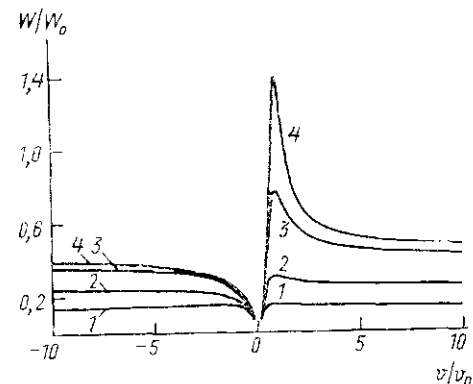


Рис. 3. Расчетная зависимость энергии волны, возбуждаемой бегущей подвижкой дна, от скорости распространения подвижки. Положительные значения скорости v/v_0 соответствуют волнам, распространяющимся в положительном, а отрицательные — в отрицательном направлении оси Ox . Кривые 1—4 соответствуют значениям параметра $\alpha = 1, 2, 5$ и 10

циальной и кинетической энергией устанавливался и значение W не зависело более от времени. Результаты расчетов представлены на рис. 3 в безразмерных координатах. Значения энергии нормированы на величину $W_0 = \rho g a b \eta_0^2 / 2$. Зависимость энергии имеет резонансный характер, начинающийся проявляться, когда размер района генерации b превышает глубину H более чем в два раза. При скоростях распространения подвижки, близких к скорости длинных волн, энергия волны, бегущей в этом направлении, имеет максимум, величина которого практически линейно возрастает с увеличением размера района генерации b . При скоростях, существенно превышающих скорость длинных волн, энергии волн, бегущих по и против направления распространения

подвижки, выравниваются и направленность излучения энергии теряется.

Выводы

В результате проведенного исследования показано, что бегущие подвижки дна могут приводить к возбуждению волн цунами, которые обладают значительно большими амплитудами и энергиями, чем при обычном поршневом механизме. При этом основная часть энергии и большие амплитуды приходятся на волны, бегущие в направлении распространения подвижки. Важнейшим параметром является отношение размера района генерации к глубине бассейна. При увеличении этого параметра энергия и амплитуда возбуждаемых волн быстро возрастают.

Все эти эффекты существенны при скоростях распространения подвижки v^* , лежащих в диапазоне от 0,3 до 5 и значениях $\alpha > 1$. При выходе за указанные диапазоны значений параметров резонансный эффект и направленность излучения энергии (в двумерном случае) практически исчезают.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новикова Л. Е., Островский Л. А.//Методы расчета возникновения и распространения цунами. М., 1978. С. 88.
2. Марчук Ан. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск, 1983.
3. Костицына О. В., Носов М. А., Шелковников Н. К.//Морской гидрофиз. журн. 1993. № 3. С. 78.
4. Васильева Г. В.//Распространение и набегание на берег волн цунами. М., 1981. С. 67.
5. Бобровиц А. В.//Теоретические основы, методы и аппаратные средства прогноза цунами: Совещание: Тез. докл. Обнинск, 1988. С. 36.
6. Белоконов В. И., Гой А. А., Резник Б. Л. и др.//Исследование цунами. 1986. № 1. С. 28.
7. Гардер О. И., Поплавский А. А.//Там же. 1993. № 5. С. 38.
8. Гардер О. И., Долгина И. С., Пелиновский Е. Н. и др.//Там же. 1993. № 5. С. 50.
9. Носов М. А., Шелковников Н. К. Исследование генерации волн цунами подвижками дна поршневого типа в лабораторных условиях: Деп. ВИНТИ № 4171-В90 от 24.06.90.
10. Носов М. А., Шелковников Н. К.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 3. С. 103.
11. Басов Б. И., Кайстренко В. М., Левин Б. В. и др.//Генерация цунами и выход волн на берег. М., 1984. С. 68.
12. Костицына О. В., Носов М. А., Шелковников Н. К.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 33, № 4. С. 87.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6: Гидродинамика. М., 1988.

Поступила в редакцию
18.11.94