

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466+622.83

ПРОИСХОЖДЕНИЕ МИКРОСЕЙСМ И ИХ ВЛИЯНИЕ
НА ЗЕМНУЮ КОРУ

С. А. Арсеньев, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

E-mail: shelkovnikov@phys.msu.ru

С помощью теории длинных нелинейных волн на воде установлено, что микросейсмические колебания земной коры могут порождаться в прибрежной зоне второй гармоникой морских волн. Изучено распространение микросейсм в глубь Земли в осадочных породах шельфа, насыщенных водой или нефтью.

Проблема построения теории микросейсмических колебаний земной коры возникла после их открытия в 1875 г. астрономом Бертелли и экспериментального исследования в начале XX в. геофизиком Б. Б. Голицыным [1]. Одна из первых теорий была построена В. В. Шулейкиным. Он считал, что микросейсм возбуждаются ударами прибоя об отвесные морские берега, и детально исследовал этот процесс [2, 3]. Для определения давления на вертикальную стенку, оказываемого морскими волнами, В. В. Шулейкин предложил простую инженерную формулу [3] P (т/м²) = cT^2 . Здесь $c = 0.09$ — размерный коэффициент и T — период волны в секундах. Например, шторм 19 января 1931 г. на Черном море, имея максимальную высоту волн 11 м, длину $\lambda = 170$ м и период $T = 54.3$ с, вызвал силовое давление в 265.5 т/м². Этого давления вполне достаточно для возбуждения микросейсм с большой амплитудой, которые превратили огромную скалу «Монах» у побережья Крыма в груды обломков [3, рис. 85]. К работам Шулейкина примыкает теория порождения микросейсм Миш-Лонге-Хиггинса-Хассельмана (МЛХ), согласно которой микросейсм генерируются стоячими нелинейными волнами Стокса при отражении от крутых берегов океана [4]. Эта теория объяснила основную особенность микросейсм — удвоение частоты по отношению к частоте порождающих их штормовых волн. Было показано, что микросейсм могут порождаться незатухающим с глубиной переменным давлением в стоячих волнах, которое появляется во втором приближении теории

$$p - p^a - g\rho z = 2a_1 a_2 \cos 2\omega t. \quad (1)$$

Здесь a_2 и a_1 — амплитуды прямой и отраженной океанской волны с частотой ω , p^a — атмосферное давление, z — вертикальная координата, направленная вниз от невозмущенной поверхности океана ($z = 0$), g — ускорение силы тяжести и ρ — плотность воды. Теория МЛХ была популярной в 1950–1960-е гг. Однако в 1960–1970-е гг. в работах Дж. Лайтхилла, В. Е. Захарова, Т. Бенджамина

и Дж. Фейра была доказана неустойчивость нелинейных волн Стокса. Эти волны не могут распространяться на значительные расстояния от источника, где они разваливаются на пакет быстро затухающих случайных возмущений, больше похожих на турбулентность, чем на волны [5, 6]. Детальные наблюдения процесса генерации микросейсм в 1960–1970-е гг. [7, 8] показали, что они возбуждаются прогрессивными (бегущими) океанскими волнами на континентальном или островном шельфе в зоне прибрежного мелководья, где происходит обрушение океанских волн. Возникшие микросейсм затем распространяются в глубь континентов и океанов, причем замечено [7, 8], что на суше уровень микросейсмических шумов более чем на порядок меньше, чем в океанах.

Процесс обрушения волн на шельфе изучался авторами настоящей работы с помощью теоретического и лабораторного моделирования [9–13]. Было показано, что стадии обрушения волны с частотой ω предшествует нарастание амплитуд высших гармоник, из которых наибольшую амплитуду и энергию имеет вторая гармоника. Это наводит на мысль о том, что микросейсм порождаются в зоне прибоя второй гармоникой, так как глубина шельфа здесь минимальна и волновая энергия сосредоточена преимущественно в волне с частотой 2ω . Для того чтобы доказать это, рассмотрим теорию генерации второй гармоники в длинных нелинейных волнах на шельфе, построенную в работах [12–14]. Она утверждает, что на расстояниях $x \geq L_n$

$$L_n = \frac{H\sqrt{gH}}{a\omega} \quad (2)$$

от кромки шельфа, энергия основной волны с частотой ω и амплитудой a передается второй гармонике, в которой полный поток

$$S = a\sqrt{gH} \cos(2\omega t - 2kx). \quad (3)$$

Здесь $S = \langle u \rangle H$, причем $\langle u \rangle = (1/H) \int_0^H u dz$ — средняя по глубине скорость течения в длинной волне. Ее можно определить также с помощью соотношения $\langle u \rangle = agk/\omega$, в котором $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Для определения уровня поверхности океана ζ необходимо подставить (3) в уравнение неразрывности

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}.$$

Имеем

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = 2\omega a \sin(2\omega t - 2kx).$$

Отсюда, интегрируя, получим

$$\zeta = \zeta_0 - a[\cos(2\omega t - 2kx) - \cos(2kx)], \quad (4)$$

где ζ_0 — уровень поверхности океана в момент времени $t = 0$. Решение (4) необходимо подставить в уравнение гидростатики

$$\frac{\partial p}{\partial z} = g\rho; \quad p = p^a + g\rho(z - \zeta),$$

которое определяет давление в длинной волне. Положив $\zeta_0 = 0$, имеем

$$p = p^a + g\rho z - g\rho a[\cos(2kx) - \cos(2\omega t - 2kx)].$$

Это соотношение удобно переписать в виде

$$p - p^a - g\rho z = g\rho a(1 - \cos 2\omega t). \quad (5)$$

Таким образом, при распространении нелинейных океанских волн на шельфе возникает не затухающее с глубиной переменное давление, которое может породить микросейсм с удвоенной частотой по сравнению с частотой волн на поверхности океана.

Формулу (5) необходимо сравнить с формулой (1), используя наблюдения, например [7], на острове Шикотан. Океанские волны возбуждались глубоким циклоном, прошедшим 8–11 февраля 1974 г. на расстоянии 500 км от острова. Они имели преобладающий период $T = 12$ с, амплитуду $a = 3$ м и регистрировались датчиком давления (виброфоном), установленным на глубине 120 м на расстоянии 10 км от острова, т.е. на океанском крае островного шельфа со средней глубиной $H = 60$ м. Из формулы (2) следует, что для данного случая $L_n \approx 1$ км и соотношение (5) дает величину амплитуды переменного давления $g\rho a = 29\,400$ Па. Для этих же значений формула (1) позволяет получить амплитуду переменного давления $2\omega a_1 a_2 = 4930$ Па (при условии $a_1 = a_2 = a$). Отношение этих величин достигает шести, т.е. рассмотренный в данной работе механизм в шесть раз эффективнее, чем в теории МЛХ. Таким образом, длинные прогрессивные нелинейные волны при распространении по шельфу не только удваивают свою частоту, но и порождают переменное, не затухающее с глубиной давление, достаточное для генерации микросейсм.

Из (5) следует, что давление на дне при $z = H$

$$p^H = p^a + g\rho(H + a) - g\rho a \cos 2\omega t. \quad (6)$$

В зависимости от строения дна возможны различные условия для распространения сейсмических волн, порождаемых колебаниями поверхности дна. Здесь мы изучим простой случай, в котором донные осадки представляют собой пористую среду, насыщенную нефтью или водой (рис. 1). Как показано в работе [15], в этой среде эффективно распространяются волны двух типов — упругие волны в жидкости (волны первого рода) и упругие волны в пористой матрице осадочных пород (волны второго рода). Можно показать [15], что волны второго рода быстро затухают вблизи колеблющегося дна. Распространение волн первого рода описывается в линейном случае телеграфным уравнением [15]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + f \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (7)$$

где

$$f = \frac{\rho_1^0 - \rho_2^0}{\rho_\infty} \frac{q}{\tau}, \quad (8)$$

$$c = \sqrt{\frac{1}{\alpha \rho_\infty}}, \quad \frac{1}{\rho_\infty} = \frac{m_0}{\rho_2^0} - \frac{(1 - m_0)}{\rho_1^0}, \quad (9)$$

$$\alpha = (1 - m_0)\alpha_1 + \alpha_2 m_0, \quad \tau = \frac{a_0 \rho}{\mu}, \quad (10)$$

$$\rho = \rho_1^0 + \frac{1 - m_0}{m_0} \rho_2^0, \quad (11)$$

ρ_1^0 и ρ_2^0 — равновесная плотность твердой и жидкой фазы соответственно, μ — динамическая вязкость жидкости, α_1 — коэффициент объемного сжатия твердой матрицы, α_2 — объемная сжимаемость содержащейся в порах жидкости, $a_0 = k(1 - m_0)$, k — проницаемость пористой среды ($k = \mu m/r$, причем r — ее фильтрационное сопротивление), m_0 — равновесная пористость твердой матрицы осадочных пород. Решение уравнения (7) с граничным условием (6) легко находится:

$$p = p^a + g\rho(H + a) - g\rho a \exp\left[-\frac{z - H}{d}\right] (1 - \cos 2\omega t), \quad (12)$$

где

$$d = \frac{c}{f} \sqrt{2 \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{f}{2\omega}\right)^2} \right]} \quad (13)$$

— толщина скин-слоя для волн первого рода. Решение (12) описывает колебания пластового давления в насыщенных жидкостью пористых осадках, вызванные волнами на поверхности океана.

В качестве конкретного примера рассмотрим типичные донные осадки, состоящие из кварцевого песка. Плотность песка $\rho_1^0 = 2.65$ г/см³, пористость $m_0 = 0.3$, проницаемость $k = 3 \cdot 10^{-6}$ см²,

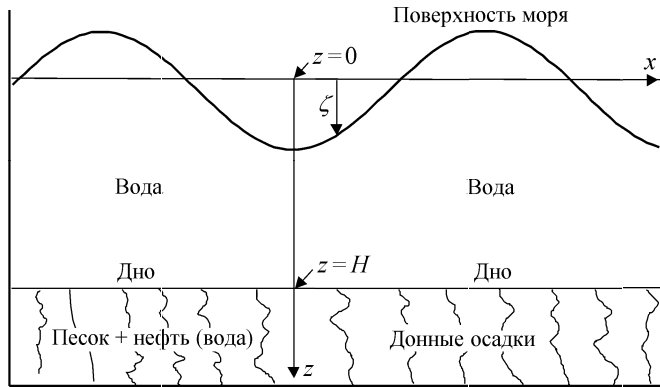


Рис. 1. Координатные оси и обозначения, принятые в работе

коэффициент объемного сжатия твердой матрицы $\alpha_1 = 2.7 \cdot 10^{-12}$ см²/дин. Для определенности положим, что поры в песке заполнены легкой нефтью с плотностью $\rho_2^0 = 0.807$ г/см³, объемным сжатием $\alpha_2 = 10^{-10}$ см²/дин и динамической вязкостью $\mu = 4.4 \cdot 10^{-2}$ пуаз(г/см·с). Подобная нефть добывается на Ладушкинском месторождении в Калининградской области в коллекторах кембрийского возраста. Близкие к этим значения ρ_2^0 , α_2 и μ имеет и пластовая вода. По этим данным легко подсчитать, что $\rho = 4.53$ г/см³; $q = 0.66$; $f = 3554$; $\alpha = 3.189 \cdot 10^{-11}$ см²/дин; $(\rho_\infty)^{-1} = 0.108$ см³/г; $c = 1412$ м/с.

На рис. 2 представлены результаты расчетов зависимости толщины скин-слоя d от периодов волн на поверхности моря $T = 2\pi/\omega$. Как видим, глубина d увеличивается с ростом периодов T и уменьшается с ростом их частоты. Для ветровых волн с периодами T от 1 до 20 с имеем $d \in [9.5; 42.3]$ м. Затем следуют прибойные биения и краевые волны с периодами от 0.5 до 10 мин и глубиной скин-слоя $d \in [51.8; 231.5]$ м соответственно. Барические волны, метеокосеисмы и волны цунами с периодами T от 10 до 60 мин могут породить микросейсмы, распространяющиеся на глубину $d \in [232; 567]$ м.

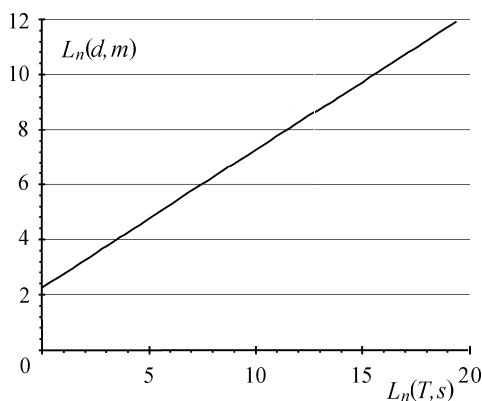


Рис. 2. Зависимость глубины проникновения сейсмических волн первого рода d от периодов морских волн T

Приливные волны и инерционные колебания с периодами 3, 6, 12 и 24 ч порождают микросейсмы, проникающие на глубину 982, 1389, 1964 и 2777 м соответственно. Наконец, синоптические стонно-нагонные волны с периодами 3–15 сут возбуждают микросейс-

мы, проникающие до глубин $d \in [4811; 10757]$ м. Отметим также колебания уровня поверхности океана, связанные с сезонными изменениями, т. е. с периодами 0.5 и 1 год. Соответствующие им колебания давления проникают до глубин 37521 и 53063 м.

Приведем также результаты расчетов колебаний пластового давления в насыщенном нефтью пористом пласте на глубине $z = 500$ м ниже уровня дна, вызванные метеокосеисмами или барическими волнами на поверхности океана с периодом 60 мин и амплитудой 10 м (шторм). Подобные волны называют также инфрагравитационными волнами [14]. В этом случае $d = 567$ м. Глубину шельфа H выберем равной 100 м. Из рис. 3 видно, что колебания пластового давления достигают одной атмосферы. В этой связи можно ожидать увеличения дебитов нефтедобывающих скважин, находящихся в шельфовых и окраинных морях, например в Каспийском море или на шельфе острова Сахалин при сильном шторме.

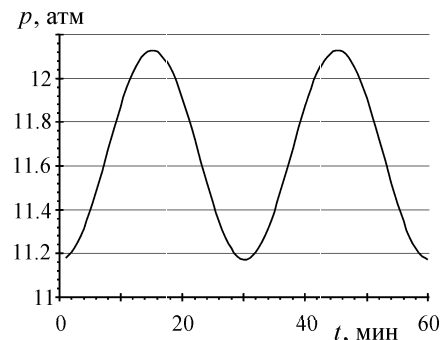


Рис. 3. Колебания пластового давления p в осадочных породах шельфа на глубине 500 м ниже уровня дна, вызванные штормовыми барическими волнами

В заключение отметим, что удвоение частоты микросейсм наблюдается не всегда, хотя частоты микросейсм, как правило, выше частот порождающих их волн на поверхности океана [7, 8]. Формирование дробных (вместо кратных) гармоник в спектрах морских волн в прибрежной зоне объясняется в работе [16] особенностями спектров морской турбулентности, которая вызывает диссипацию длинных волн. Отметим также, что волны цунами, попадающие на шельф, могут достигать высоты 60 м. Как показано в работе [17], изменения донного давления p^H при цунами доходят до 5–6 атм. Этого вполне достаточно, чтобы вызвать повторные, афтершоковые землетрясения, если цунами распространяются над перенапряженными областями земной коры.

Литература

1. Голицын Б.Б. Микросейсмические движения // Голицын Б.Б. Избранные труды. Т. II. Сейсмология. М., 1960. С. 379.
2. Шулейкин В.В. Физика моря. М., 1941.
3. Шулейкин В.В. Очерки по физике моря. М., 1949.
4. Hasselman K. // Rev. Geophys. 1963. 1, N 2. P. 177.

5. Захаров В.Е. // Прикл. механика и техн. физика. 1968. **2**. С. 86.
6. Benjamin T.B., Feir J.E. // J. Fluid Mech. 1967. **27**. P. 417.
7. Монахов Ф.И. Низкочастотный шум Земли. М., 1977.
8. Рыкунов Л.Н. Микросейсмы. М., 1967.
9. Арсеньев С.А. // Водные ресурсы. 1991. № 1. С. 29.
10. Arsenyev S.A. // Ocean Modelling. 1990. N 88. P. 10.
11. Арсеньев С.А., Губарь А.Ю., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. № 3. С. 63.
12. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. Динамика морских длинных волн. М., 1991.
13. Арсеньев С.А., Показеев К.В., Шелковников Н.К. Нелинейные волны на воде. М., 1998.
14. Арсеньев С.А., Рыкунов Л.Н., Шелковников Н.К. // ДАН. 1990. **314**, № 4. С. 821.
15. Николаевский В.Н. Геодинамика и флюидодинамика. М., 1996.
16. Арсеньев С.А., Губарь А.Ю., Рыкунов Л.Н., Шелковников Н.К. // ДАН. 1992. **322**, № 6. С. 1062.
17. Арсеньев С.А., Живогина О.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 3. С. 47.

Поступила в редакцию
05.04.05