

УДК 550.34.01

## ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ НИЗКОЧАСТОТНОЙ АКУСТИКИ СЛОИСТЫХ СРЕД

© Л.Е. Собисевич, А.Л. Собисевич, 2010

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва

У статті наведено результати натурних спостережень найбільш характерних сейсмічних явищ, виявлених і активно досліджуваних [1, 2]. Обговорюються аномальні ефекти, зумовлені виникненням резонансних взаємодій у шаруватих середовищах. До уваги читачів пропонуються завдання, що відображають умови трансформації інфразвуку на границях розділу контрастних структур.

В статье приведены результаты натурных наблюдений, наиболее характерных сейсмических явлений, обнаруженных и активно изучаемых [1, 2]. Обсуждаются аномальные эффекты, обуславливаемые возникновением резонансных взаимодействий в слоистых средах. Вниманию читателей предлагаются задачи, отражающие условия трансформации инфразвука на границах раздела контрастных структур.

In the article the results of field observations /full-scale observations of the most typical seismic effects that are discovered and investigated actively are presented [1, 2]. Abnormal effects that are determined by resonant interactions in layered medium are discussed. The tasks reflecting conditions of infrasound transformation in the interface of contrasting structures are offered for the attention of the readers.

### СЛОИСТЫЕ СРЕДЫ, СЕЙСМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, РЕЗОНАНСНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ИНФРАЗВУК, КОЛЕБАНИЯ

Интерес к изучению акустических процессов, протекающих в слоистых структурах геологической и гидрологической сред, в последние годы значительно возрос. Это связано с изучением инфразвукового загрязнения окружающей среды, с развитием новых технологий разведки стратегических полезных ископаемых на суше и в море, с решением других актуальных задач. Рядом исследователей были обнаружены явления, обусловленные появлением аномальных волновых структур при трансформации звука на границах раздела [3].

Проблемы нелинейной акустической и геоакустической диагностики привлекают повышенный интерес ученых в связи с перспективами решения важных практических задач, таких как изучение структуры материалов, сложных конструкций и разломно-блоковых геологических образований [4, 5].

#### **1. Инфразвуковое поле в воде от точечного источника, расположенного в воздухе**

Инфразвуком принято называть акустические, гидроакустические или сейсмические колебания, частоты которых лежат ниже некоторой условной границы. Первоначально её установили в связи с нижним порогом слуховых ощущений человека. Исторически сложилось так, что термин инфразвук применяют в основном специалисты, занимающиеся изучением акустических полей в воздухе и воде. Однако нет никаких оснований отказываться от применения этого термина в геофизике, когда изучаются низкочастотные сейсмические поля, генерируемые и трансформируемые гетерогенными структурами реальной геофизической среды.

В последнее время интерес к изучению инфразвуковых полей в слоистых структурах значительно возрос, что связано, с одной стороны, с инфразвуковым загрязнением

окружающей среды в окрестности больших городов и промышленных центров, а с другой, – с развитием новых технологий разведки таких полезных ископаемых, как нефть и газ. Оказалось, что нефтяные месторождения являются источниками инфразвуковых полей, несущих информацию о структурных особенностях месторождения [1, 6]. Много внимания уделяется изучению инфразвуковых предвестников крупных катастрофических событий, таких как землетрясения, цунами, ураганы и смерчи [7].

Приступая к изучению условий трансформации инфразвука на границах раздела геологических структур, рассмотрим наиболее простую задачу об особенностях инфразвукового поля в воде от точечного источника, расположенного в воздухе. С точки зрения современных прикладных задач представляет интерес изучить инфразвуковые волны в воде от точечного источника в воздухе на таких частотах, когда методы анализа, основанные на приближении геометрической оптики [8], не позволяют объяснить эффекты, наблюдаемые экспериментально в реальных условиях.

Итак, пусть на границу раздела воздух-вода из воздуха падает сферическая монохроматическая волна:

$$\varphi_{над.} = \frac{1}{R} \exp[-ik_1 R - i\omega t],$$

где  $k_1 = \omega/c_1$ ,  $\omega = 2\pi f$ ,  $R$  и  $c_1$  – расстояние и скорость звука в воздухе, соответственно.

Следуя Л.М. Бреховских, потенциал падающей волны  $\varphi_{над.}$  можно разложить по плоским волнам в двукратный интеграл [8]. Однако, для изучения крайне низкочастотных звуковых полей удобнее представить потенциал падающей волны в виде однократного интеграла Зоммерфельда (обратное интегральное преобразование Ханкеля). В этом случае:

$$\varphi_{над.} = \frac{1}{i} \int_0^\infty \frac{\exp[-i\beta_1 h]}{\beta_1} J_0(kr) k dk, \quad (1.1)$$

$$\text{где } \beta_1 = \begin{cases} \sqrt{k_1 - k}, & k_1 > k \\ -i\sqrt{k^2 - k_1^2}, & k_1 < k \end{cases},$$

$r$  – горизонтальное расстояние от точки наблюдения до источника.

Отсюда для потенциала звукового поля в точке приёма, расположенной в нижнем полупространстве, можно записать:

$$\varphi_{пр.} = \frac{2}{i} \int_0^\infty \frac{\exp[-i(\beta_2 z + \beta_1 h)]}{\beta_2 + m\beta_1} J_0(kr) k dk, \quad (1.2)$$

где

$$\beta_2 = \begin{cases} \sqrt{k_2^2 \cdot k^2}, & k_2 > k, \\ -i\sqrt{k^2 - k_2^2}, & k_2 < k, \end{cases} \quad k_2 = \frac{\omega}{c_2}; \quad m = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$



Рис. 1.1. К прохождению инфразвука из воздуха в воду на крайне низких частотах

Зная потенциал прошедшей волны  $\varphi_{np.}$ , находим звуковое давление  $p_2$  в точке приёма и получаем составляющие колебательной скорости  $v_z$  и  $v_r$ :

$$p_2 = -i\omega\rho_2\varphi_{np.} = -2\omega\rho_2 \int_0^{\infty} \frac{\exp[-i(\beta_2 z + \beta_1 h)]}{\beta_2 + m\beta_1} J_0(kr) k dk, \quad (1.3)$$

$$v_z = -\frac{\partial\varphi_{np.}}{\partial z} = 2 \int_0^{\infty} \frac{\exp[-i(\beta_2 z + \beta_1 h)]}{1 + m\beta_1/\beta_2} J_0(kr) k dk, \quad (1.4)$$

$$v_r = \frac{\partial\varphi_{np.}}{\partial r} = \frac{2}{i} \int_0^{\infty} \frac{\exp[-i(\beta_2 r + \beta_1 h)]}{\beta_2 + m\beta_1} J_1(kr) k^2 dk. \quad (1.5)$$

Потенциал  $\varphi_{np.}$  является комплексным, поскольку включает поля распространяющихся неоднородных волн (1.1). Высоочастотная асимптотика  $\varphi_{np.}$  может быть получена методом стационарной фазы, что приведёт к приближению геометрической оптики, а расчёт  $\varphi_{np.}$  по полюсам периодической функции позволит выделить боковую волну. Тем самым приходим к высокоочастотной асимптотике, которая приводит к известным результатам академика Бреховских Л.М. [8].

Представляет известный практический интерес выполнить оценки для  $\varphi_{np.}$  в диапазоне крайне низких частот, когда  $\omega \rightarrow 0$ . Сравнительно просто это можно сделать в двух предельных случаях (рис. 1.1).

Первый случай:  $r = 0$ ; приёмник находится непосредственно под источником. Вторым случаем:  $r \gg z$  и  $h$ ; приёмник инфразвука находится на большом удалении от источника.

Итак, пусть  $r = 0$ ;  $\omega \rightarrow 0$ . Тогда  $J_0(0) = 1$ ;  $\beta_1 \rightarrow -ik$ ;  $\beta_2 \rightarrow -ik$ , а выражение для потенциала прошедшей волны  $\varphi_{2np.}$  принимает вид:

$$\varphi_{2np.} \cong \frac{2}{m+1} \int_0^{\infty} \exp[-k(z+h)] dk = \frac{2}{(z+h)(m+1)} = \frac{2}{h+z} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad (1.6)$$

поскольку  $m \gg 1$ . Отсюда для звукового давления  $p_2$  в точке приёма можно записать:

$$p_2 = -i\omega\rho_2\varphi_{2np.} \cong \frac{2\rho_1}{h+z}. \quad (1.7)$$

Как следует из соотношения (1.6), на очень низких частотах звуковое поле в нижней среде характеризуется сферическим законом распространения и не зависит от показателя преломления на границе раздела. Следовательно, коэффициент передачи давления для приёмника, расположенного непосредственно под источником, в волновом приближении при  $r = 0$  будет определяться зависимостью вида:

$$T_p \Big|_{\omega \rightarrow 0} = 20 \lg \frac{p_2}{p_{1s}} = -20 \lg \frac{1+z/h}{2}. \quad (1.8)$$

Отсюда следует, что на низких частотах, полученный в волновом приближении коэффициент передачи давления (1.8) при  $\omega \rightarrow 0$  асимптотически стремится к единице ( $n \rightarrow 1$ ).

Полученный вывод говорит о том, что на крайне низких частотах практически отсутствуют потери на преломление звуковых волн на границе раздела, что увеличивает коэффициент передачи по давлению. Анализируя полученное соотношение (1.7), приходим к следующему выводу: структура инфразвукового поля в нижней среде  $p_2$  может быть представлена волновым процессом со сферическим законом распространения, который не зависит от показателя преломления на границе раздела. В то же время, давление  $p_2$ , вычисленное для аналогичного случая в геометрическом приближении, содержит коэффициент  $n$ , характеризующий преломляющие свойства границы раздела. Как показывают расчёты, произведенные для приближения геометрической оптики, при  $z=50$  м и  $h=10...15$  м коэффициент передачи давления составляет  $T_p = (-18.2)...(-21.5)$  дБ, что находится в хорошем согласии с данными, приведенными в работе [9]. Расчет  $T_p$  по формуле (1.8) для тех же значений  $z$  и  $h$  даёт  $(-6.6) - (-9.6)$  дБ.

Таким образом, в диапазоне крайне низких частот имеет место наличие эффекта величиной в 11.5 дБ, выражающегося в увеличении «звукопрозрачности» границы раздела для данных величин  $z$  и  $h$ , что указывает на осязаемое «просветление» в инфразвуковой области. Подобные эффекты наблюдаются и при воздействии инфразвуковых полей на нефтяные месторождения [10].

Пусть  $r \neq 0$ ;  $\omega \rightarrow 0$ . В этом случае  $\beta_1 \rightarrow -ik$  и  $\beta_2 \rightarrow -ik$ , поскольку  $k_1 = \omega/c_1$  и  $k_2 = \omega/c_2$  близки к 0 при  $\omega \rightarrow 0$ . Потенциал прошедшей волны  $\varphi_{2np.}$  имеет вид:

$$\varphi_{2np.} \cong \frac{2}{m+1} \int_0^{\infty} \exp[-k(r+h)] J_0(kr) dk. \quad (1.9)$$

Интеграл, входящий в формулу (1.9), является табличным [11]. Следовательно,

$$\varphi_{2np.} \cong \frac{2}{mr} \cdot \frac{\Gamma(1/2)}{\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z+h}{r}\right)^2}} \approx \frac{2}{mr \sqrt{1 + \left(\frac{z+h}{r}\right)^2}}, \quad (1.10)$$

поскольку гамма-функция  $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$ .

При  $r \gg (z+h)$ ,  $\varphi_{2np.} \rightarrow \frac{2\rho_1}{\rho_2 r} \approx \frac{1}{r}$ , что соответствует сферическому закону распространения звуковой волны. Как видно из соотношения (1.10), низкочастотная асимптотика  $\varphi_{2np.}$  не зависит от преломляющих свойств среды, а потери энергии при трансформации поля на границе раздела определяются только расширением фронта звуковой волны. Кроме того, на крайне низких частотах исчезает дипольная направленность звукового поля в воде от источника в воздухе, характерная для геометрического приближения. Коэффициент передачи давления при  $r \gg z+h$ ,  $\omega \rightarrow 0$  можно вычислить, если воспользоваться соотношением вида:

$$T_p = 20 \lg \frac{p_2}{p_{1s}} = -20 \lg \frac{\sqrt{r^2 + (z+h)^2}}{2h} \cong -20 \lg \frac{r}{2h}. \quad (1.11)$$

Для проведения натуральных экспериментальных исследований, связанных с изучением инфразвуковых полей, широкое применение находят векторные приёмники (приёмники колебательной скорости и колебательного ускорения). В этой связи представляет интерес произвести оценку колебательной скорости в направлении координаты заглубления приемника  $z$  на крайне низких частотах ( $\omega \rightarrow 0$ ). Из (1.4) следует, что при  $\omega \rightarrow 0$   $\beta_1 \approx \beta_2 = -ik$ , поэтому

$$v_z = \frac{2}{m} \int_0^{\infty} \exp[-k(z+h)] J_0(kr) k dk. \quad (1.12)$$

Интеграл (1.12) является табличным [11], поэтому:

$$v_z = \frac{2}{m} \frac{2(z+h) \Gamma(3/2)}{[(z+h)^2 + r^2]^{3/2} \pi}. \quad (1.13)$$

При  $r = 0$

$$v_z = \frac{4\rho_1 \Gamma(3/2)}{\rho_2 \sqrt{\pi} (z+h)^2} \cong \frac{1}{(z+h)^2}. \quad (1.14)$$

Если  $r \gg z+h$ , то:

$$v_z = \frac{4\rho_1}{\rho_2 r^3} \cdot \frac{z+h}{\left[1 + \left(\frac{z+h}{r}\right)^2\right]^{3/2}} \approx \frac{4\rho_1}{\rho_2 r^2} \cdot \frac{z+h}{r} \sim \frac{1}{r^2}. \quad (1.15)$$

Отсюда следует, что колебательная скорость убывает с расстоянием быстрее, чем звуковое давление.

Аналогично, когда  $\omega \rightarrow 0$ , табличным является и интеграл, входящий в определение горизонтальной составляющей колебательной скорости [11]. При  $r \rightarrow 0$ ,  $\omega \rightarrow 0$ ,  $v_z \rightarrow 0$

$$v_r \Big|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{2}{m+1} \int_0^\infty \exp[-k(z+h)] J_1(kr) k dk = \frac{4r}{\sqrt{\pi}(m+1)} \cdot \frac{\Gamma(3/2)}{[(z+h)^2 + r^2]^{3/2}} \approx$$

$$\approx 4 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\Gamma(3/2)}{\sqrt{\pi}} \frac{r}{[(z+h)^2 + r^2]^{3/2}}. \quad (1.16)$$

При  $r \gg (z+h)$ ,  $\omega \rightarrow 0$ :

$$v_z = \frac{4\rho_1 \Gamma(3/2)}{\rho_2 \sqrt{\pi} r^2} \cdot \left[1 + \left(\frac{z+h}{r}\right)^2\right]^{-3/2} \sim \frac{1}{r^2}.$$

Вычислим соотношение колебательных скоростей  $v_z$  и  $v_r$  при  $r \gg z+h$ :

$$\frac{v_z}{v_r} \Big|_{r \gg z+h} = \frac{z+h}{r} \ll 1. \quad (1.17)$$

Из соотношения (1.17) непосредственно вытекает, что если исследователь в качестве воспринимающих элементов использует приёмники колебательной скорости или ускорения, то на больших удалениях от источника по горизонтали такой приёмник при одинаковой чувствительности по каналам  $z$  и  $r$  будет воспринимать сигнал на канале  $r$ .

Напротив, при нахождении приёмника колебательной скорости под источником на больших глубинах предпочтительным является использование канала  $z$ .

Практический интерес представляет также вычисление коэффициента преобразования давления в падающей звуковой волне (в воздухе) на уровне границы раздела ( $p_{1s}$ ) в

колебательную скорость в точке приёма с составляющими  $v_z$  и  $v_r$ . Физический смысл такого коэффициента состоит в том, что он является переходным волновым импедансом  $Z$  для звуковой волны  $p_{1s}$  и звуковой волны в точке приема:

$$Z_z = \frac{p_{1s}}{v_z}; \quad Z_r = \frac{p_{1s}}{v_r}. \quad (1.18)$$

Здесь  $Z_z$  и  $Z_r$  – переходные волновые импедансы, в общем случае комплексные, для координатных направлений ( $z$  и  $r$ ). Если в (1.18) нормировать импедансы на волновое сопротивление воды  $\rho_2 c_2$ , то коэффициенты преобразования поверхностного давления можно представить в следующем виде:

$$T_{pv_z} = 20 \lg \frac{|Z_z|}{\rho_2 c_2}; \quad T_{pv_r} = 20 \lg \frac{|Z_r|}{\rho_2 c_2}. \quad (1.19)$$

Последние выражения удобны для экспериментатора, измеряющего звуковое поле в воздухе микрофоном или гидрофоном (если требуется приёмник звука установить у самой границы раздела и исключить влияние «шлепков» воды), а звуковое поле под водой – приёмником колебательной скорости. Подставляя в (1.19) соотношения (1.18) и выражая в них  $v_z$  и  $v_r$  по формулам (3.65, 3.68) для источника звука на высоте  $h$  над поверхностью, создающего под собой у поверхности звуковое давление  $p_{1s} = i\omega\varphi_1/h$ , коэффициенты  $T_{pv_z}$  и  $T_{pv_r}$  можно записать в следующем виде:

$$T_{pv_z} = -20 \lg \frac{4\Gamma(3/2)}{\sqrt{\pi} k_2 r} \cdot \frac{h(z+h)}{r^2 \left[ 1 + \frac{(z+h)^2}{r^2} \right]^{3/2}}; \quad k_2 = \frac{\omega}{c_2}. \quad (1.20)$$

При  $r = 0$ :

$$T_{pv_z} = -20 \lg \frac{4h\Gamma(3/2)}{\sqrt{\pi} k^2 (z+h)^2} = -20 \lg \frac{4h\Gamma(3/2)}{\sqrt{\pi} (z+h)} \cdot \frac{1}{k^2 (z+h)}.$$

При  $r \gg z+h$ :

$$T_{pv_z} = -20 \lg \frac{4\Gamma(3/2)}{\sqrt{\pi} k_2 r} \cdot \frac{h(z+h)}{r^2}.$$

Из формулы (1.15) видно, что на низких частотах  $k_2(z+h) \rightarrow 0$  и  $T_{pv_z}$  является весьма большой отрицательной величиной, и это требует применения приёмника колебательной скорости с большой чувствительностью по каналу  $z$ .

Коефіцієнт  $T_{pv_r}$  має сенс тільки для точок спостереження, віддалених по горизонталі від джерела на відстань  $r \neq 0$  ( $v_r|_{r=0} = 0$ ).

$$T_{pv_r} = -20 \lg \frac{4\Gamma(3/2)}{\sqrt{\pi}k_2 r} \cdot \frac{h}{r} \cdot \left[ 1 + \frac{(z+h)^2}{r^2} \right]^{-3/2}. \quad (1.21)$$

На значущих відстанях  $T_{pv_r}$  також є великою від'ємною величиною, що вимагає високої чутливості приймача швидкості по каналу  $r$ .

В зв'язі з великими перехідними хвилювими опорами  $Z_z$  і  $Z_r$ , що призводить до малих амплітуд коливної швидкості  $v_z$  і  $v_r$ , доцільно також розглянути випадок, коли звукове поле в повітрі безпосередньо у межі розділу в падаючій хвилі вимірюється приймачем коливної швидкості і аналогічним приймачем вимірюється звукове поле під водою в точці прийому:

$$T_{v_z v_z} = -20 \lg \frac{|(v_{z,s})|}{|v_z|}; \quad T_{v_r v_r} = -20 \lg \frac{|(v_{r,s})|}{|v_r|}, \quad (1.22)$$

де

$$v_{z,s} = - \left. \frac{\partial \varphi_{nad}}{\partial z} \right|_{z=h}; \quad v_{r,s} = \left. \frac{\partial \varphi_{nad}}{\partial r} \right|_{z=h}.$$

Слід зазначити, що можливість збільшення «прозорості» межі розділу на інфразвукових частотах продемонстрована за допомогою асимптотичного методу і отримані ефекти є граничними. Вони повністю справедливі при  $\omega \rightarrow 0$ . Очевидно, що з ростом частоти зазначені ефекти будуть зменшуватися внаслідок збільшення втрат енергії на заломлення.

Дальший ріст частоти робить справедливим наближення геометричної оптики, і виникають такі явища як повне внутрішнє відбиття, наявність критичного кута падіння (для води  $\theta_{кр} = 13^\circ$ ). Формально розширюючи наближення геометричної оптики в область інфразвукових частот, можна помітити, що показник заломлення  $n$  наближається до одиниці з зменшенням частоти. Це обставина призводить до того, що  $\theta_{кр}|_{f \rightarrow 0} \rightarrow \pi/2$ .

Очевидно також, що на низьких частотах втрачає сенс і бічна хвиля. Насправді, з отриманих вище співвідношень для звукового тиску і складових коливної швидкості в точці прийому (при  $\omega \rightarrow 0$ ),  $v_z$  і  $v_r$  є дійсними, а тиск  $p_2$  зсунуто по фазі відносно цих швидкостей на  $\pi/2$  в силу наявності множника  $e^{i\pi/2}$ . Привертає до уваги і відсутність напрямленості в полі тиску, але наявність її по каналах  $z$  і  $r$  коливної швидкості.



## 2. Инфразвуковые поля на границе раздела «морское дно - водный слой».

Теперь обратимся к анализу процессов трансформации инфразвуковых полей на границе раздела «морское дно - водный слой». Здесь в водной среде возникают квазипоперечные волновые структуры, которые удается выделить в результирующих гидроакустических полях. Проанализируем эту задачу более подробно.

В 1885 году Дж. Стретт (лорд Рэлей) показал теоретически, что вдоль границы твердого упругого полупространства с вакуумом или другой достаточно разреженной средой (например, с воздухом) могут распространяться волны, амплитуда которых быстро спадает от границы раздела. Эти волны, названные впоследствии рэлеевскими, являются одним из основных типов волн, наблюдающихся при землетрясениях. Именно поэтому они достаточно подробно изучены в геофизике.

В ряде случаев рэлеевскими называют волны не только на границе упругой среды с вакуумом но также и поверхностные волны, возникающие на границе упругого полупространства с жидкостью, как это имеет место в море. Такие волны, распространяясь вдоль границы раздела сред, несут полезную информацию об источниках звука, которые могут находиться как в упругом полупространстве, так и в жидкости. Они широко используются в прикладных технологиях при решении задач, связанных с изучением предвестников геофизических катастроф, при изучении строения верхних слоев литосферы, в задачах поиска и разведки полезных ископаемых и в ряде других прикладных задачах. Именно поэтому интерес к изучению этого типа волн с годами не ослабевает.

Однако, ряд возникающих волновых структур остались пока вне поля зрения акустиков. Так не получили достаточного освещения в литературе задачи о распространении энергии в слое жидкости, когда колебания лежат в крайне низкочастотном (сейсмоакустическом) диапазоне. В фундаментальной постановке эта проблема была проанализирована в среднечастотном акустическом диапазоне академиком Л.М. Бреховских. Тем не менее, ряд появившихся прикладных задач требует к себе постоянного внимания и расширения частотного диапазона.

Натурные наблюдения дают основание полагать, что при переходе к сверхнизким (сейсмоакустическим) частотам, характер волновых процессов в мелком море определяется достаточно специфическим волноводом, образованным границами раздела «вода-воздух» и «вода-грунт». В этом случае роль структурных особенностей дна становится определяющей. Этот волновод более устойчив по характеристикам, чем звуковой канал, а само поле в нем имеет ряд особенностей, на которых мы остановимся ниже.

Итак, перейдем к рассмотрению структуры сейсмоакустического поля, возникающего при развитии волнового процесса в «мелком» море. Пусть звуковая волна распространяется вдоль положительного направления оси  $X$  (см. рис. 2.1). Ось  $Z$  направим вверх. Начало координат расположим на границе вода - твердое тело (твердое дно).

В рассматриваемом случае уравнение движения для твердого тела, каким является дно моря, запишется в виде:

$$\rho \frac{\partial^2 \bar{u}_e}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad div } \bar{U}_e - \mu \text{rot rot } \bar{U}_e.$$

Соответственно, для жидкости (морской среды) имеем:

$$\Delta\Phi + K_b^2\Phi = 0, \quad (2.1)$$

здесь  $K_b = \frac{\omega}{C_b}$ ;

$C_b$  - фазовая скорость звуковых волн в жидкости;

$\overline{U}_b = \text{grad } \Phi$  - вектор смещений частиц воды;

$P_b = -\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}$  - акустическое явление в воде;

$\overline{U}$  - вектор смещения частиц.

Вектор смещения  $\overline{U} = \overline{U}_e + \overline{U}_r$ , причем  $U_e = \text{grad } \varphi$ , а  $U_r = \text{rot } \psi$ ;

$\rho$  - плотность упругой среды;

$\lambda$  и  $\mu$  - упругие постоянные (коэффициенты Ламе) твердой среды (дна моря).

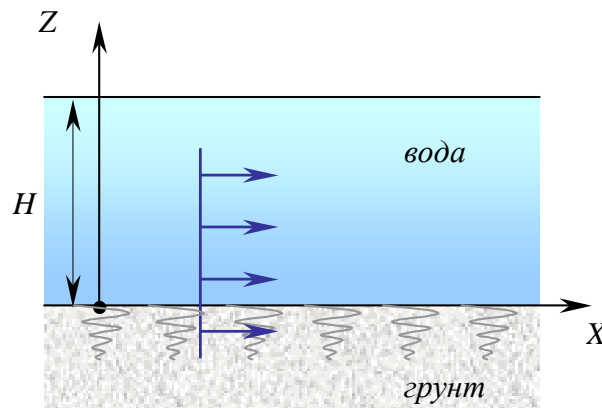


Рис. 2.1. - Структура сейсмоакустического поля, возникающего при развитии волнового процесса в «мелком» море

Следуя работе А.И. Викторова [12], решение приведенной системы уравнений всегда может быть получено. Опуская промежуточные выкладки, выпишем основные выражения, определяющие значения вертикальной и горизонтальной составляющих колебательной скорости в воде.

В рассматриваемом случае они будут иметь вид:

$$V_z = A\omega \frac{K_t^2 \sqrt{1 - \zeta_b^2} a}{(2 - \zeta_b^2 b^2)} \frac{\cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda_R} \frac{H - Z}{\sqrt{\zeta_b^2 - 1}} \right]}{\cos \left[ \frac{2\pi H}{\lambda_R} \sqrt{\zeta_b^2 - 1} \right]} \exp \left[ j \left( KX - \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (2.2)$$

$$V_x = A\omega \frac{K_t^2 \sqrt{1 - \zeta_b^2} a}{(2 - \zeta_b^2 b^2) \sqrt{\zeta_b^2 - 1}} \frac{1}{\cos \left[ \frac{2\pi H}{\lambda_R} \sqrt{\zeta_b^2 - 1} \right]} \frac{\sin \left[ \frac{2\pi(H - Z)}{\lambda_R} \sqrt{\zeta_b^2 - 1} \right]}{\exp [j(KX - \lambda t)]}.$$

Анализируя последние соотношения, особое внимание обратим на низшую воду, дисперсия для которой существенно меньше, и есть области при  $\lambda_R \gg H$  и  $\lambda_R \ll H$ , где эта дисперсия незначительна.

Если для случая  $\lambda_R \ll H$  рассмотреть колебания в грунте и написать формулы для смещения  $U_x$  и  $U_z$ , то окажется, что наддисперсионный участок на высоких частотах (в области коротких волн) соответствует волнам, распространяющимся вдоль границы грунт – вода. Действительно, в этом случае  $\zeta_b < 1$  и  $\frac{2\pi H}{\lambda_R}$  достаточно велико. При малых  $\frac{2\pi H}{\lambda_R}$  и  $\zeta_b = 1,8 - 1,84$  скорость сейсмогидроакустических волн почти постоянна на глубине (см. выражение 2.2) и имеет особенности, а именно: вертикальная компонента значительно превосходит горизонтальную (а акустическое давление в воде при этом оказывается достаточно малым). Это означает, что в море, когда  $H \leq \lambda_R$ , могут возникать особые сейсмогидроакустические волны, распространяющиеся в горизонтальном направлении (вдоль оси  $X$ ). При этом смещение частиц жидкости имеет преимущественно вертикальное направление. Это своеобразные «квазипоперечные» волны. Они могут быть обнаружены только векторными приемниками, размещаемыми в водном слое и грунте.

Таким образом, волны Рэлея, реально существующие на границе раздела «морское дно - вода», в геоакустическом диапазоне частот порождают в водной среде своеобразные псевдоволновые структуры. Эти псевдоволновые структуры, обладая почти постоянной по глубине скоростью, имеют ряд характерных особенностей, а именно: вертикальная компонента колебательной скорости значительно превосходит горизонтальную компоненту; акустическое давление в поле гидроакустических волн мало; фазовые характеристики по глубине остаются практически постоянными. Другими словами, во всех случаях, когда длина волны Рэлея превышает глубину моря, можно наблюдать в морской среде особые сейсмогидроакустические (своего рода «квазипоперечные» волновые структуры) волны, распространяющиеся в горизонтальном направлении в воде со скоростью волн Рэлея в грунте.

### 3. Нелинейный отклик слоя на импульсное воздействие

Нелинейный отклик, который наблюдается при акустическом облучении микропузырьков газа в жидкости, трещин и флюидонасыщенных пор в твёрдом теле, поджатого контакта шероховатых поверхностей, используется при диагностике материалов, конструкций и геологических структур [13-18]. К примеру, величина акустического отклика облака пузырьков в воде соответствует нелинейному параметру  $\varepsilon \sim 10^3$ , в то время, как для воды без пузырьков  $\varepsilon \approx 3.5$ , а для воздуха  $\varepsilon = 1.2$ .

Вообще говоря, восстановление характеристик рассеивающей неоднородности требует анализа сложных обратных задач томографического типа [19]. Для их успешного

решения нужны прямые данные по нелинейному отражению, прохождению, рассеянию волн, но их крайне мало. Это обстоятельство диктует необходимость обобщить решения классических линейных задач, рассмотрев их в нелинейной постановке.

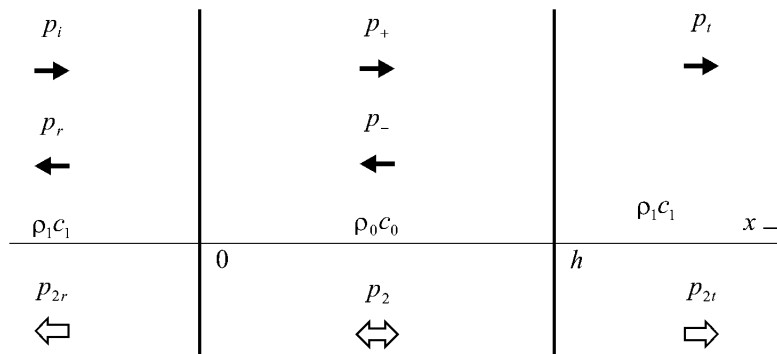


Рис. 3.1. К задаче о падении плоской волны на слой

Задача о падении плоской волны на слой занимает особое место. Она довольно проста и может быть решена аналитически [20]. Кроме того, она имеет непосредственное отношение к описанию отклика пелены всплывающих пузырьков в воде [14] или плоского шероховатого контакта [17]. Наконец, слой служит моделью более сложных неоднородностей; его отклик позволяет представить себе спектральный состав и структуру поля иных нелинейных рассеивателей.

Рассмотрим слой, плоские границы которого расположены при  $x = 0$  и  $x = h$  (рис. 3.1). Внутри него находится среда, характеризующая плотностью  $\rho_0$ , скоростью распространения звуковых волн  $c_0$  и параметром нелинейности  $\varepsilon_0$ . Слой окружен средой с параметрами  $\rho_1$ ,  $c_1$  и  $\varepsilon_1$  соответственно. Считаем, что отношение импедансов и волновая толщина слоя малы:

$$\zeta = \frac{\rho_0 c_0}{\rho_1 c_1} \ll 1, \quad \Delta = \frac{h}{2c_0 t_0} \ll 1. \quad (3.1)$$

Здесь  $t_0$  – характерная длительность или обратная частота импульсного воздействия.

Строгое решение линейной задачи [8] позволяет совершить предельный переход к случаю (3.1), отвечающему, например, тонкому слою воздуха в воде, контакту или трещине в твёрдом теле.

$$\left( \frac{d}{d\tau} + \frac{\zeta}{\Delta} \right) \begin{pmatrix} p_{\pm} \\ p_i \\ p_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta/(2\Delta) \\ \zeta/\Delta \\ -d/d\tau \end{pmatrix} p_i(\tau). \quad (3.2)$$

В решении (3.2) приняты обозначения:  $\tau = t/t_0$ ;  $p_i$  – форма падающего на слой импульса давления (со стороны отрицательных значений  $x$  на границу  $x = 0$ );  $p_t$  – форма импульса, прошедшего через слой в область  $x > h$ ;  $p_r$  – форма отражённого сигнала,

бегущего навстречу падающему,  $p_+$  и  $p_-$  – две волны в слое, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$  соответственно.

Профиль прошедшего сигнала выражается через падающее возмущение формулой:

$$p_t = \frac{\zeta}{\Delta} \int_{-\infty}^{\tau} p_i(\tau') \exp \left[ -\frac{\zeta}{\Delta} (\tau - \tau') \right] d\tau'. \quad (3.3)$$

Отражённый сигнал в соответствии с (3.2), пропорционален производной (с обратным знаком) от (3.3) или равен разности:  $p_r = p_t - p_i$ . Легко показать также, что профили  $p_r$  и  $p_t$  взаимно ортогональны; сумма энергий, переносимых этими волнами, в точности равна энергии падающего импульса  $p_i$ . Кроме того, для тонкого слоя во всех трёх областях  $x < 0$ ,  $0 < x < h$  и  $x > h$  давления одинаковы в любой момент времени:  $p_i + p_r = p_+ + p_- = p_t$ . Очевидно, это равенство сохранится и в нелинейной задаче.

Аналогичный подход с учётом нелинейных свойств слоя приводит вместо (3.2) к следующему уравнению:

$$\frac{d}{d\tau} f(p) + \frac{\zeta}{\Delta} p = \frac{\zeta}{\Delta} p_i(\tau), \quad (3.4)$$

где  $p = p_+ + p_-$  – внутреннее поле в слое, изменение во времени которого совпадает с формой прошедшего импульса;  $f(p)$  – зависимость плотности от давления:

$$f(p) = c_0^2 \rho = p - \frac{\epsilon_0}{c_0^2 \rho_0} p^2 + \frac{\chi_0}{(c_0^2 \rho_0)^2} p^3 + \dots \quad (3.5)$$

Правая часть (3.5) – это разложение в ряд по степеням  $p$ , справедливая для слабо нелинейного отклика;  $\epsilon_0$ ,  $\chi_0$  – коэффициенты квадратичной и кубической нелинейностей. Заметим, что во многих случаях отклик нельзя считать малым; пример точного решения приведён ниже. Наконец, при необходимости учесть «геологическую память» среды в уравнении состояния (3.5) (или аналогичном соотношении «напряжение – деформация» для твёрдых тел) вместо (3.5) следует использовать более общие функциональные соотношения, например ряды типа Вольтерра-Фреше.

В том случае, если слой образован пеленой пузырьков в воде, легко рассчитать первые члены такого ряда:

$$\rho = \int_0^{\infty} c^2(t_1) p(t-t_1) dt_1 - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \epsilon(t_1, t_2, t_3) p(t-t_1-t_2) p(t-t_1-t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (3.6)$$

где

$$c^2 = \frac{\rho_1 n v}{\omega_0} \sin(\omega_0 t_1),$$

$$\varepsilon = \frac{\rho_1 n g v^2}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} e^{-\delta t_1} \sin\left(t_1 \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}\right) \sin(\omega_0 t_2) \sin(\omega_0 t_3), \quad (3.7)$$

и введены следующие обозначения [21]:

$$\omega_0^2 = \frac{3c_0^2}{R_0^2}, \quad g = \frac{3\varepsilon_0}{4\pi R_0^3}, \quad v = \frac{4\pi R_0^2}{\rho_0}, \quad \delta = \frac{1}{2} v \rho_1 c_1 n h, \quad (3.8)$$

здесь  $R_0$  – равновесный радиус пузырьков,

$n$  – их число в единице объёма,

$\omega_0$  – резонансная частота отдельного пузырька.

Обычно добротность  $\omega_0/(2\delta)$  колебаний слоя мала, и его отклик может быть описан уравнением (3.4), коэффициент которого изменён на  $\zeta/(v\Delta)$ , то есть отличается от прежнего наличием  $v = n(4\pi R_0^3/3)$  – объёмной концентрации газа.

В случае контакта шероховатых поверхностей [16, 17] уравнение (3.4) принимает следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \left( p - \frac{\beta}{2K^2} p^2 \right) - \frac{2K}{\rho_1 c_1} p = \frac{2K}{\rho_1 c_1} p_i, \quad (3.9)$$

где

$$K = E \int_{h_0}^{\infty} w(l) \frac{dl}{l}, \quad \beta = E \frac{w(h_0)}{h_0}, \quad (3.10)$$

$E$  – модуль Юнга для среды,

$w(l)$  – вероятностное распределение «высот» микровыступов шероховатой поверхности,

$h_0(P)$  – равновесная толщина слоя (в отсутствие зондирующего сигнала), зависящая от приложенного статического давления  $P$ .

Итак, отклик ряда конкретных неоднородностей описывается уравнением (3.4). В приближении слабой квадратичной нелинейности линейная  $p^{(1)}$  и нелинейная  $p^{(2)}$  части отклика рассчитываются с помощью пары уравнений, следующих из (3.4):

$$\left(\frac{d}{d\tau} + \frac{\zeta}{\Delta}\right) \begin{pmatrix} p^{(1)} \\ p^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\zeta}{\Delta} p_i \\ \frac{\varepsilon_0}{c_0^2 \rho_0} \frac{d}{d\tau} (p^{(1)})^2 \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Заметим, что интеграл от  $p^{(2)}$  должен равняться нулю.

На рис. 3.2а изображены линейный  $p^{(1)}$  (прерывистые линии) и полный отклик (сплошные линии) на зондирующий импульс сжатия. При построении кривых  $\zeta/\Delta = 1$ , а параметр  $b = 2\varepsilon_0 p_0 / (c_0^2 \rho_0)$  полагался равным 1.0, 2.5, 5.0.

Если слой облучается периодическим сигналом  $p_i = p_0 \sin(\omega t)$ , при  $\tau \gg \Delta/\zeta$  устанавливается нелинейный отклик на частоте  $2\omega$ :

$$p^{(2)} = \frac{\varepsilon_0 p_0^2}{c_0^2 \rho_0} \frac{\Delta}{\zeta^2 + \Delta^2} \frac{1}{\sqrt{\zeta^2 + 4\Delta^2}} \cos(2\tau + 2\varphi_1 + \varphi_2), \quad \varphi_n = \arctg\left(\frac{\zeta}{n\Delta}\right). \quad (3.12)$$

Он достигает максимальной величины  $p_{\max}^{(2)}$  при  $\zeta/\Delta \approx 2.2$ , для  $h \approx 0.14 \lambda \zeta$ . В отсутствие неоднородности на толщине  $h$  слоя возникал бы отклик на второй гармонике с амплитудой  $p_h^{(2)}$  [21]. Отношение этих амплитуд

$$\frac{p_{\max}^{(2)}}{p_h^{(2)}} \approx 0.3 \frac{\varepsilon_0 p_0^2}{c_0^2 \rho_0} \frac{2c_1^3 \rho_1}{\varepsilon_1 p_0^2 \omega h} \approx \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \left(\frac{c_1^2 \rho_1}{c_0^2 \rho_0}\right)^2 \quad (3.13)$$

определяется в первую очередь отношением плотностей сред и скоростей распространения звука в них, а не отношением их нелинейностей.

Для случая воздушного слоя, окруженного водой, оценка (3.13) даёт  $5.4 \cdot 10^7$ . Если слой жидкий, содержащий пузырьки воздуха, то в выражении (3.13) появится множитель  $\nu$ . При концентрации  $\nu \sim 10^{-4}$  отношение (3.13) будет порядка нескольких тысяч, что хорошо согласуется с данными экспериментов [14].

Рассмотрим теперь сильную деформацию слоя, используя нестепенную зависимость (3.5):

$$\frac{p}{p_*} = \exp\left[\frac{f(p)}{p_*}\right] - 1. \quad (3.14)$$

Модель (3.14) правильно описывает типичное поведение  $\rho(p)$  конденсированных сред: замедление роста плотности с ростом давления, связанное с увеличением «жесткости» среды; быстрое падение плотности при растягивающих усилиях; наличие предельного отрицательного давления  $-p_*$ .

Задача (3.4), (3.14) решается точно. Для неустановившегося (импульсного) отклика решение имеет вид:

$$\frac{p}{p_*} = \frac{\exp \left\{ \frac{\zeta}{\Delta} \left( \tau + b \int_{-\infty}^{\tau} \varphi(x) dx \right) \right\}}{C + \int_{-\infty}^{\tau} \exp \left\{ \frac{\zeta}{\Delta} \left( x + b \int_{-\infty}^x \varphi(x_1) dx_1 \right) \right\} dx} - 1. \quad (3.15)$$

Здесь  $C$  – постоянная интегрирования,  $b = p_0/p_*$ , а форма зондирующего импульса  $p_i = p_0\varphi(t/t_0)$ .

Решение (3.15) имеет наиболее простой вид:

$$\frac{p}{p_*} = \frac{\left[ (1 + \tau^2)^{\pm b} e^{\tau} \right]^{\frac{\zeta}{\Delta}}}{1 + \frac{\zeta}{\Delta} \int_0^{\tau} \left[ (1 + x^2)^{\pm b} e^x \right]^{\frac{\zeta}{\Delta}} dx} - 1 \quad (3.16)$$

для однополярного зондирующего импульса следующего вида:

$$\varphi = \pm \frac{\tau}{1 + \tau^2} H(\tau), \quad (3.17)$$

где  $H$  – функция Хевисайда, знак плюс соответствует импульсу сжатия, минус – разрежения. Форма отклика слоя на воздействие импульсами сжатия и разрежения изображены на рис. 3.2а и 3.2б соответственно. Графики построены для следующих значений параметров:  $\zeta/\Delta = 1$ ,  $b = p_0/p_* = 1.0, 2.5, 5.0$ .

Видно, что с ростом параметра  $b$  положительный нелинейный отклик (сплошные кривые) начинает заметно отличаться от линейного, а отрицательный (рис. 3.2б) – искажается до неузнаваемости. Как и следовало ожидать, значения отрицательных давлений не выходят за границу  $-p_*$ .

Кроме того, представляет значительный интерес анализ сильно нелинейного установившегося отклика на гармоническое воздействие, обобщающий результат (3.12). Соответствующее точное решение (3.4), (3.14) имеет вид:

$$\frac{p}{p_*} = \frac{\exp \left( -\frac{\zeta}{\Delta} \cos \tau \right)}{I_0 \left( \frac{\zeta}{\Delta} b \right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n I_n \left( \frac{\zeta}{\Delta} b \right) \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + n^2 \Delta^2}} \cos(n\tau - \varphi_1)} - 1. \quad (3.18)$$

Здесь  $I_n$  – модифицированные функции Бесселя,  $\varphi_1$  была определена выше (3.12).

Форма отклика (3.18) изображена на рис. 3.3а для  $\zeta/\Delta = 1$ ,  $b = 1, 2, 5, 10$ . Он представляет периодическую последовательность острых пиков сжатия, перемежающихся со сглаженными разрежениями, не заходящими за предел  $p = -p_*$ .



Спектр, представлений на рис. 3.3б для  $b = 10$ , содержит много кратных гармоник, причём вторая и третья гармоники сравнимы по величине с амплитудой отклика на основной частоте зондирующего сигнала.

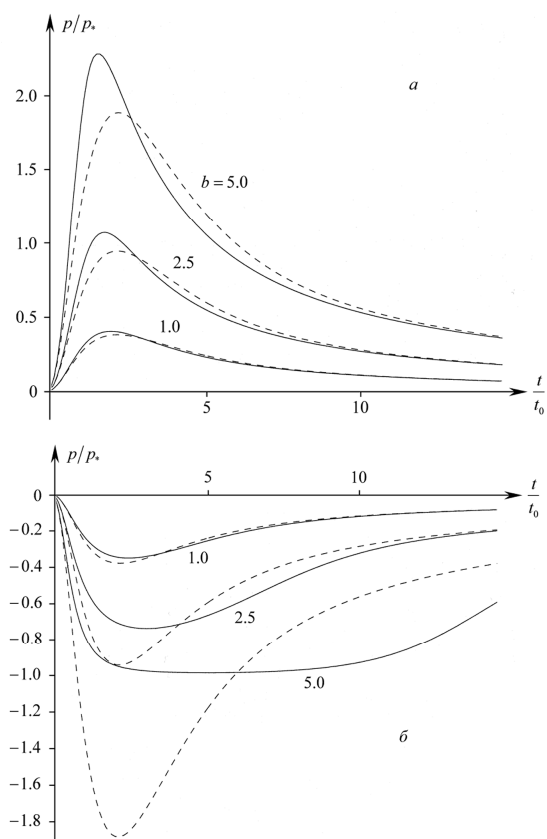


Рис. 3.2. Отклик слоя на воздействие одиночным импульсом сжатия (а) и разрежения (б). Сплошные линии – полный отклик, прерывистые линии – линейная часть отклика  $p^{(1)}$ . Графики построены в предположении  $\zeta/\Delta = 1$ , для трёх значений параметра  $b$

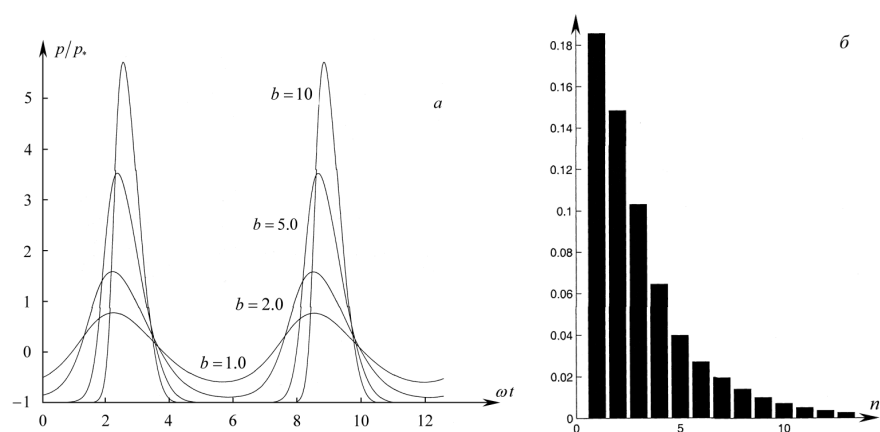


Рис. 3.3. а – форма установившегося отклика на гармоническое воздействие для  $\zeta/\Delta = 1$ ,  $b = 1, 2, 5, 10$ ; б – спектр отклика для  $b = 10$ .

#### **4. О некоторых аномальных явлениях, возникающих при активном воздействии на геофизическую среду**

При изучении геофизических процессов, протекающих в эпицентральных зонах сильных землетрясений и техногенных катастроф, обнаружен ряд аномальных явлений, которые активно изучаются [22]. С позиций современной сейсмологии объяснение протекающих процессов и сопутствующих эффектов, условий их возникновения и развития базируется на предположении, что под влиянием упругих волн происходит ускоренная релаксация напряжений, накопившихся в приповерхностных горизонтах земной коры. При этом в соответствии с величинами и знаками компонентов тензора напряжений осуществляется быстрая перестройка структуры порово-трещиноватой системы пород, изменяется ее емкость и давление (уровень) флюидов. С этих позиций объясняются две особенности реакции насыщенной среды на вибровоздействие: уменьшение реакции (амплитуды смещения уровня жидкости) при последовательных, с небольшими перерывами во времени включениях вибратора и сохранение этой реакции в течение определенного периода после вибровоздействия [23].

Однако, приведенные объяснения причин сейсмо- или виброгидрогеологических эффектов не являются, по-видимому, полными, так как не учитывают ряд явлений при воздействии упругих колебаний на флюидонасыщенную геологическую среду.

Прежде всего отметим, что жидкая фаза в пористой среде находится в двух противоположных по динамическим проявлениям состояниях.

Во-первых, это - микропотоки обычной ньютоновской жидкости с некоторым коэффициентом вязкости, которая при любых градиентах давления начинает двигаться с определенной скоростью.

Во-вторых, большая часть флюидов находится в состоянии покоя с пороговым эффектом по отношению к величине градиента давления. Физические причины этой пороговости могут быть разными. Прежде всего, это - эффекты поверхностного натяжения для отдельных микрокапель на поверхности пор. Возможно также образование вокруг отдельных микрочастиц твердой породы тонких пленок жидкости толщиной в несколько микрометров (мкм) с повышенной сдвиговой прочностью и вязкопластическими свойствами.

В ряде случаев может присутствовать жидкость в порах с достаточно малыми радиусами (несколько мкм), в которых из-за проявления вязкопластических свойств при предпороговых значениях градиента давления жидкость остается неподвижной. Наконец, самый простой вариант - жидкость в изолированных порах. Во всех указанных случаях упругие колебания, возникающие в результате вибровоздействий, могут вызвать подвижность флюидов, которые способны изменить общий фильтрационный поток жидкой фазы в данной пористой среде и приводить к появлению некоторых аномалий в геоакустических полях. Прежде всего, при колебаниях всей среды к существующим градиентам давления добавляются инерционные воздействия, которые могут нарушить равновесное состояние микрокапель жидкости (эффект "стряхивания" капель), а также уменьшать напряжение сдвига для жидкости в тонких пленках и в тонких капиллярах, вызвав тем самым их движение в направлении фильтрации. Наконец, эти же колебания могут изменить саму микроструктуру среды, открыв одни поры и закрыв другие. Низкочастотные вибровоздействия, возможно, способны менять и физические свойства жидкости, например, коэффициент поверхностного натяжения, о чем сообщается в ряде работ [24].

Характеризуя такие явления, необходимо отметить, что представительных лабораторных экспериментов по воздействию низкочастотных колебаний на геофизическую среду, насыщенную флюидами, с учетом физических свойств жидкости и ее поведения в пористых средах практически не проводилось, в то время как имеется достаточное количество данных по воздействию ультразвуковых полей на флюидонасыщенные структуры.

Чтобы оценить границы применимости развиваемых теоретических построений и глубже понять суть процессов в случае, когда мощные вибраторы используются в районах, где имеют место водонасыщенные и трещиноватые структуры, проводились специально спланированные полевые наблюдения на оборудованных геофизических полигонах. В этих работах особое внимание было обращено на изучение гидросейсмических эффектов, возникающих при вибрационном воздействии на водоносные горизонты, неглубоко залегающие под земной поверхностью. Методика проведения экспериментов включала непрерывные наблюдения за уровнем подземных вод в открытых скважинах, расположенных вблизи виброисточника, и последовательное выделение аномальных вариаций уровня на фоне естественных гидрогеологических помех: сезонных, барометрических и приливных колебаний. Основные результаты этих экспериментов опубликованы в работах [23, 25-27].

Анализ гидрогеодинамических последствий вибровоздействий показал, что они сходны с гидрогеодинамическими аномалиями, возникающими при сильных землетрясениях. Так, в реакции системы скважина - пласт выделяются три фазы изменений уровня: периодические колебания с частотой воздействия при прохождении сейсмических волн; быстрые (до десятков секунд) остаточные смещения уровня, нередко сопутствующие вынужденным периодическим колебаниям, и долговременные вариации уровня подземных вод (от нескольких минут до нескольких суток). Последние, как правило, характеризуют процесс восстановления пластового давления после высокочастотного возмущения. Первая и третья фазы могут быть объяснены с позиций упругого периодического воздействия на насыщенную породу и упругого восстановления уровня жидкости после его повышения или понижения.

Обнаруженные эффекты характеризуются следующими особенностями. Максимальные смещения уровня наблюдаются при особых (доминантных) частотах вибровоздействия. Абсолютные смещения уровня при повторных вибрационных воздействиях намного ниже, чем при начальном воздействии. Внутри депрессионных аномалий уровня наблюдаются регулярные вариации с периодами, достигающими первых десятков часов.

Анализ наблюдаемых эффектов и некоторые дополнительные специальные эксперименты позволили определить возможные причины аномального поведения уровня подземных вод в результате вибрационного воздействия. Было сделано заключение, что формирование гидрогеодинамических аномалий связано не только с изменением емкостных свойств водоносных горизонтов, но и их фильтрационных параметров. В то же время строгого описания обнаруженных эффектов в рамках традиционных представлений с применением методов гидродинамики сделать не удалось. Если возбужденные колебания уровня подземных вод в скважине в первой фазе получили теоретическое обоснование, то механизм остаточных смещений и последующей релаксации уровня (2-я и 3-я фазы) пока не имеет удовлетворительного объяснения. Неясно и происхождение "особых" частот, которое

явно не связано со стратификационным резонансом насыщенных коллекторов и предсказанных собственных частот колебаний уровня в системе скважина - пласт. Возможно, что наблюдаемые «аномальные» особые частоты «генетически» связаны с резонансными частотами внутренней структуры геологической среды в районе проведения испытаний. Таким частотам соответствует процесс переупаковки зерен, сопровождающийся акустической эмиссией. На этих же частотах происходит повышенная диссипация энергии сейсмических колебаний, а также изменение проницаемости локальных образований геологической среды.

Специализированные экспериментальные исследования были проведены при нашем участии на сейсмическом полигоне ИФЗ РАН (полигон Узнож, Беларусь). Здесь были выполнены уникальные деформометрические измерения сейсморадиационных сил, действующих в приповерхностных слоях в поле интенсивного вибрационного источника, и деформационных проявлений релаксации среды после интенсивного продолжительного вибровоздействия [23]. В качестве датчика деформаций использовался широкополосный полевой деформометр с оптоэлектронным преобразователем смещений и длиной измерительной базы 2 м (ОД-2), установленный вблизи поверхности в термостабилизированной траншее. Сигналы с двух каналов формирования деформометра: статического (разрешение  $2 \cdot 10^{-10}$  м, полоса регистрации 0 – 20 Гц) и динамического (разрешение  $2 \cdot 10^{-11}$  м, полоса 0.1 - 100.0 Гц) поступали на вход двенадцатиразрядного АЦП, подключенного к шине компьютера типа IBM PC AT 80286/287. Сигнал тактовой частоты опроса (50 или 160 Гц) задавался внешним генератором.

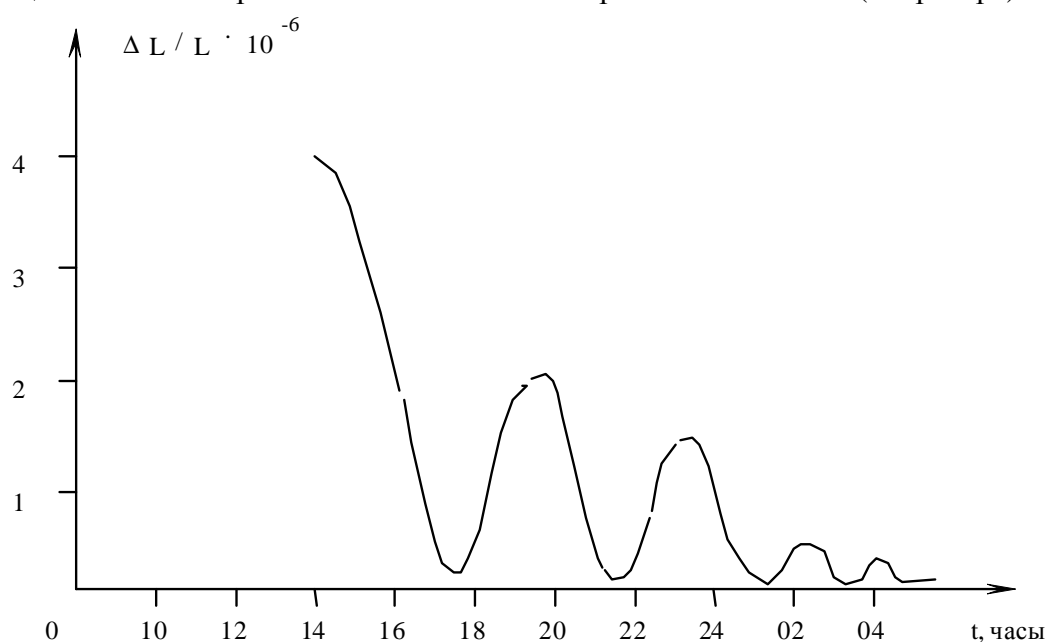
В результате проведенных исследований установлено, что поле деформаций, возникающих в приповерхностных слоях в окрестности сейсмического источника, содержит постоянную составляющую, обусловленную действием сейсморадиационных сил. Она может достигать десятков процентов амплитуды колебаний частиц среды вблизи штампа и убывает с удалением от него как квадрат амплитуды колебательной скорости частиц в волне. Сейсморадиационные силы вызывают деформации растяжения в среде в окрестности источника.

Для изучения процессов, сопровождающих вибровоздействие, и динамики их релаксации после прекращения работы вибратора был проведен сеанс двухчасовой непрерывной работы вибратора СВ-10/100 (10:00 - 12:00 ч 14.09.92). Вибратор излучал сейсмические сигналы в диапазоне 15 – 25 Гц при максимальном усилии. Точка приема находилась в 40 м от вибратора. После выключения вибратора запись деформации на носители проводилась в нескольких временных интервалах.

На рис. 4.1 представлен временной ход статической составляющей деформации после двухчасовой непрерывной работы вибратора. Запись велась 14.09.93 с 16:10 по 18:30 с частотой дискретизации 160 Гц и с 23:00 14.09.93 по 08:00 15.09.93 с частотой дискретизации 50 Гц. Возрастание  $\Delta L/L$  соответствует сжатию среды, уменьшение - растяжению. Несколько записей статических составляющих деформации общей продолжительностью около 4 часов сделано в другие дни (13.09.93, 15.09.93). Они представляют собой либо отрезки синусоид, аналогичные изображенным на рис. 3, если запись сделана спустя некоторое время по окончании работы вибратора, либо участки более резких монотонных изменений деформации, связанные с температурными вариациями.

После интенсивного двухчасового вибровоздействия время затухания процесса составило 16 часов (начальная амплитуда составляла приблизительно  $3 \cdot 10^{-6}$  отн. ед., а начальный период достигал 5 часов).

Таким образом, экспериментально установлено, что при работе вибратора в его ближней зоне возникают мощные сейсморадиационные (геоакустические) силы, имеющие направление вектора потока мощности, в результате чего и происходят динамические изменения (смещения) среды в ближней зоне. Последние воздействуют на флюидонасыщенные среды и вызывают движение флюидов. При достижении условий равновесия, определяемых реакцией среды, флюидодинамический поток приостанавливается, а при отключении вибратора действие сейсморадиационных сил прекращается, и появляются периодические возмущения, приводящие к возникновению деформационных волн крайне низкой частоты в окрестности штампа (вибратора).



*Рис. 4.1. Временной ход статической составляющей деформации после двухчасовой непрерывной работы вибратора*

Обнаруженное геофизическое явление, связанное с частотной трансформацией и переизлучением волновых полей, естественно ассоциируется с таким понятием как «память Земли».

«Память Земли» может обуславливаться любыми распределенными в нижнем полупространстве резонансными структурами естественного или искусственного происхождения, которые способны накапливать энергию и затем переизлучать ее в окружающее пространство [28].

В свете сказанного заслуживают внимания уникальные опыты сотрудника Института экспериментальной геофизики ОИФЗ РАН Береснева И.А. [29]. Основная идея его экспериментов заключалась в том, чтобы определить, как меняется уровень сейсмической эмиссии в зависимости от включения и выключения вибросейсмического поля. Для записи сейсмического поля использовалась серийная сейморазведочная станция, позволяющая вести наблюдения в широком диапазоне частот от 2 до 125 Гц. Уровень сейсмической эмиссии оценивался следующим образом.

Вычислялись текущие амплитудные спектры сейсмической записи. Затем в интересующем частотном диапазоне суммировались квадраты шумовых спектральных компонент (за вычетом частот, на которых присутствовали гармоники вибросигнала). В результате получалась величина, равная текущей спектральной мощности сейсмического шума. Ее поведение анализировалось во времени относительно момента включения и выключения вибросигнала для выбранной полосы частот.

На рис. 4.2 показано поведение текущей спектральной мощности сейсмического шума во времени по отношению к моменту включения вибратора. Спектральная мощность дана в произвольных единицах. В данном эксперименте (полигон Узнож, Беларусь) использовался 50-тонный поверхностный вибратор (частота 4 Гц), расстояние от вибратора до точки регистрации составляло 5 км. Анализируемый диапазон частот 2–61 Гц. По оси ординат выбрана линейная шкала. Из приведенных данных следует, что до начала работы вибратора шум в среде достаточно мал. Однако, с некоторой задержкой относительно начала работы вибратора наблюдается плавное нарастание шума, которое не прекращается до конца регистрации.

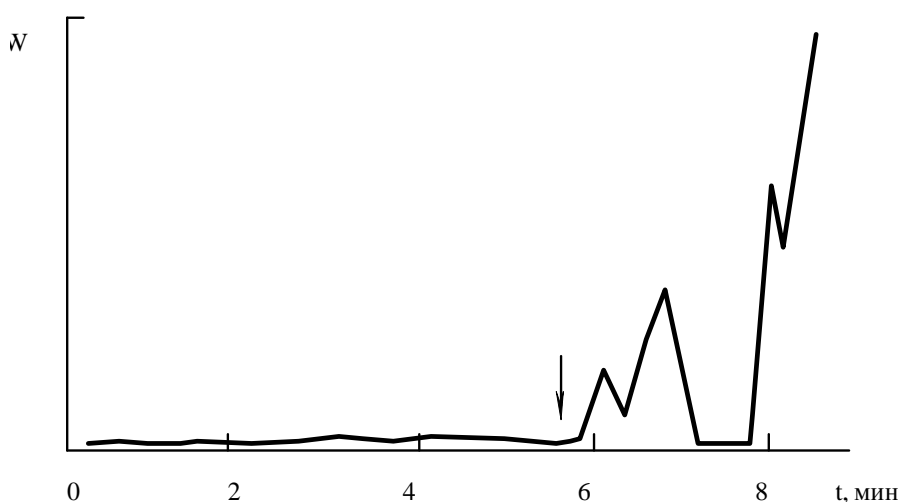


Рис. 4.2. Реакция сейсмического шума на включение вибратора.  
W – текущая спектральная мощность шума

На рис. 4.3 приведены результаты другого эксперимента, в котором исследовалась реакция шума на «выключение» вибратора. Вибратор работал на частоте 12 Гц, точки, в которых проводились наблюдения, располагались на расстояниях 2, 8 и 14 км. Исследуемый частотный диапазон охватывал 64–128 Гц. После того, как вибратор отработывал 7-8 мин., включалась регистрирующая аппаратура, которая работала около 10 мин. В течение этого времени вибратор продолжал работать еще 6-7 мин, затем выключался, и 3-4 мин аппаратура записывала фон. На рис. 4.3 приведены графики для удалений в 2, 8 и 14 км.

Стрелками отмечены моменты выключения вибратора. Мощность шумовой компоненты во время работы вибратора не обнаруживает какого-либо закономерного хода во времени. Однако по всем графикам обнаруживается возрастание шумового фона с некоторой задержкой после выключения вибратора. Этот результат очень важен, так как он указывает, что эффекты «памяти Земли» существуют и в высокочастотной области.

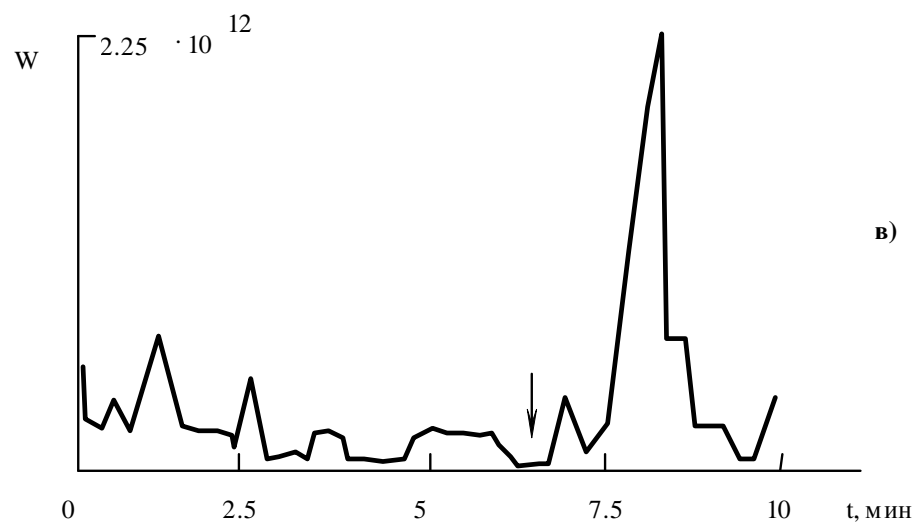
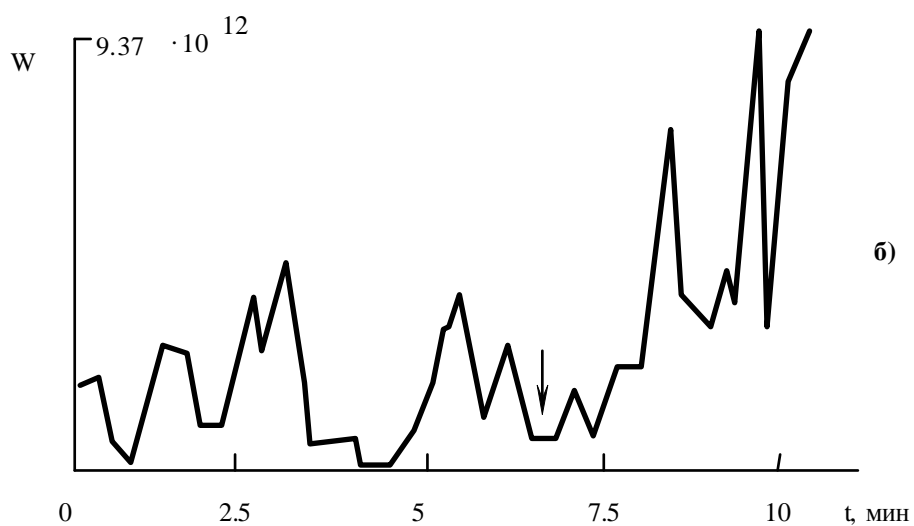
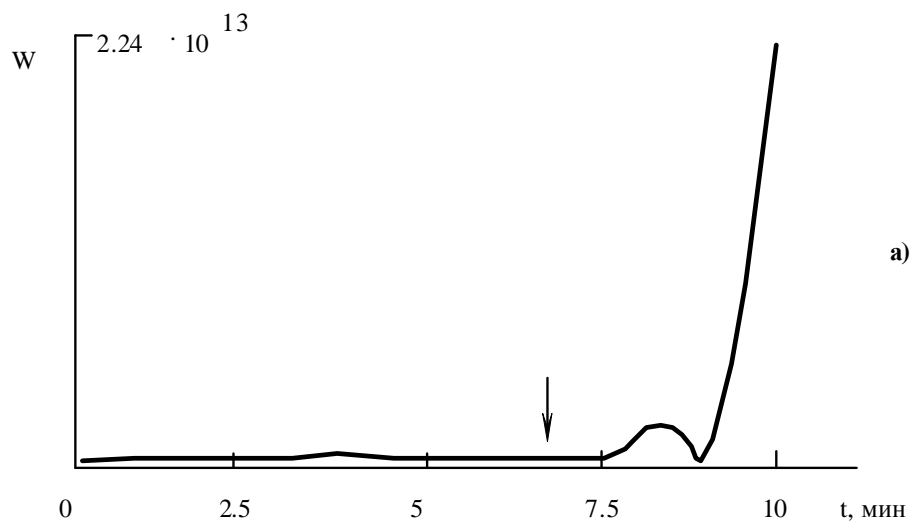


Рис. 4.3. Реакция сейсмического шума на выключение вибратора  
а) 2 км от вибратора, б) 8 км, в) 14 км.

Приведенные экспериментальные данные были получены для условий Русской платформы, где всегда можно выделить флюидонасыщенные слои. Чтобы убедиться в том, что отмеченные явления существуют и в местах, где основной причиной переизлучения следует признать трещиноватость, обратимся к рис. 4.4, на котором показаны результаты эксперимента по изучению реакции огибающей микросейсмического шума в узкой полосе частот около 30 Гц на серию вибровоздействий на частоте 12 Гц [29]. Эксперимент проведен в районе Ашхабада, в зоне сочленения нескольких тектонически активных разломов. Расстояние "вибратор - точка приема" равнялось 300 м. Огибающая записывалась узкополосным аналоговым прибором с выводом результатов на самописец.

Кривая на рис. 4.4 получена непосредственно с самописца. По оси ординат - амплитуда огибающей сейсмического сигнала в условных единицах. В эксперименте произведено три вибровоздействия. Длительность воздействия вибраторов соответствует длительности трех прямоугольников. Отклик огибающей на воздействия может быть объяснен шумом работы самого вибратора. Но, кроме того, из графика видно, как после третьего вибровоздействия фоновый уровень повышается и затем плавно спадает. Эффект может быть объяснен увеличившейся сейсмической эмиссией, вызванной серией вибровоздействий. Это напоминает реверберационные процессы в приповерхностном слое моря [30].

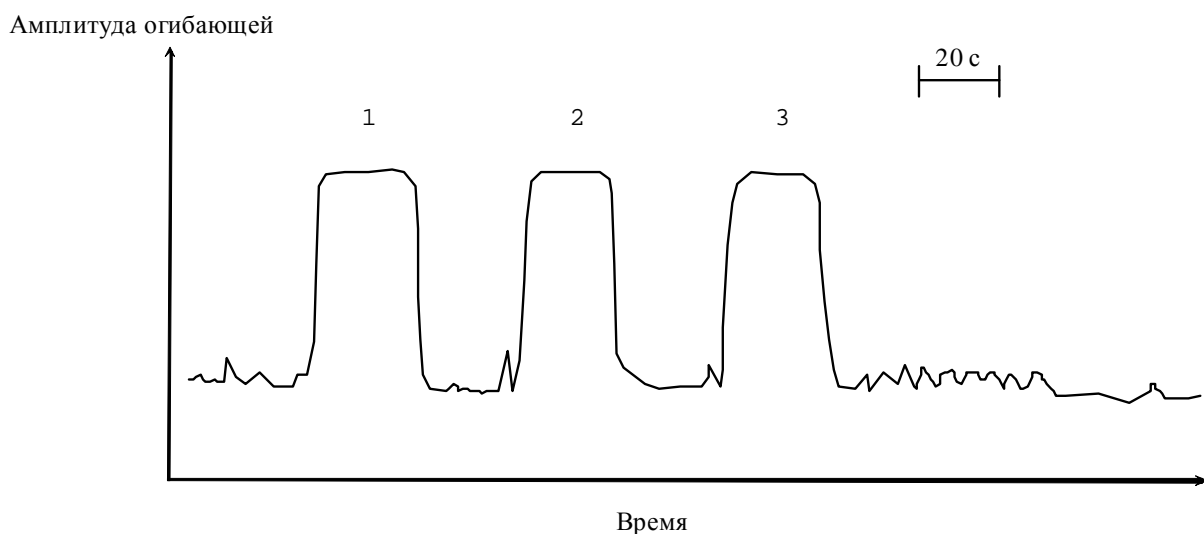


Рис. 4.4. Реакция огибающей сейсмического шума на серию вибровоздействий

По-видимому, процесс накачки энергии в трещиноватые среды, который с физической точки зрения отличен от возбуждения флюидонасыщенной среды, требует более длительного воздействия. Тем не менее, как в первом, так и во втором случаях мы имеем экспериментальное подтверждение существования эффекта "памяти Земли".

Таким образом, использование методов активной сейсмологии и связанные с этим наблюдения за сейсмической эмиссией в широком диапазоне частот представляются перспективным направлением мониторинга накопления напряжений и деформаций в земной коре в виду высокой вибросенситивности последней. Этот эффект может быть использован в сейсмоактивных областях, где энергонасыщенность горных пород существенно выше, чем в «спокойных» регионах. Вибровоздействия могут применяться и



для локализации внутренних областей среды, в которых накопились большие напряжения, что может быть использовано для поиска максимального эмиссионного (реверберационного) отклика в пределах больших участков земной коры. Именно поэтому эксперименты по изучению эмиссии, обусловленной «памятью Земли», должны быть продолжены. Они являются важной составной частью более общей фундаментальной проблемы искусственных воздействий с целью инициирования сейсмических событий (землетрясений, оползней, горных ударов и пр.) и развития новых промышленных геотехнологий.

Заканчивая изложение, отметим, что рассмотренные в настоящей статье задачи не исчерпывают всех аномальных явлений и процессов, которые возникают при взаимодействии акустических полей с выраженными границами раздела реальных геофизических и гидрофизических структур. В дальнейших публикациях авторы надеются эту тему продолжить.

### **Литература**

1. Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л. Волновые процессы и резонансы в геофизике. М.: ОИФЗ РАН. 2001. 297 с.
2. Николаевский В.Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра. 1984. С. 220.
3. Собисевич А.Л. Избранные задачи математической геофизики и вулканологии. М.: Учреждение Российской академии наук Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, 2010. 443 с.
4. Rudenko O.V. // J. Nondestruct. Testing. 1993. V.29. № 8. P. 583 – 588.
5. Guyer R.A., Johnson P.A. // Physics Today. 1999 April. P. 30 – 36.
6. Николаевский В.Н. Обзор: земная кора, дилатансия и землетрясения // Механика очага землетрясения. М.: Мир. 1982. С. 133 – 215.
7. Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М. Наука. 1992. 168 с.
8. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1957. 502 с.
9. Уоррен Хортон Дж. Основы гидролокации. Л.: Изд. Судостроительной промышленности. 1961. С. 484.
10. Графов Б.М., Арутюнов С.Л., Казаринов В.Е., Кузнецов О.Л., Сиротинский Ю.В., Сунцов А.Е. Анализ геоакустического излучения нефтегазовой залежи при использовании технологии АНЧАР. Геофизика. № 5. 1998. С. 24 – 28.
11. Градштейн Н.С., Рыжик Н.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ГИ Ф-МЛ. М., 1963. С. 110.
12. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: «Наука», 1981.
13. Shkolnik I., Zarembo L., Krasilnikov V. In: Frontiers of Nonlinear Acoustics. London: El-sevier. 1990. P. 589 – 594.
14. Naugolnykh K., Ostrovsky L. Nonlinear Wave Processes in Acoustics. Cambridge: Cam-bridge Univ. Press. 1988.
15. Robsman V.A. // Acoust. Phys. 1993. V.39. № 2. P. 176 – 183.
16. Rudenko O.V., Chin A.V. // Ibid. 1994. V.40. № 4. P. 668 – 672.

17. Solodov I.Yu. // *Ultrasonics*. 1998. V.36. P. 383 – 390.
18. Сутин А.М., Назаров В.Е. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1995. Т. 38. № 3. С. 435 – 439.
19. Burov V.A., Gurinovich I.E., Rudenko O.V., Tagunov E.Ya. // *Acoust. Phys.* 1994. V. 40. № 6. P. 816 – 823.
20. Руденко О.В., Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л. Электромагнитное поле вращающегося воздушного винта // *Доклады академии наук*. Т. 351. № 2. 1996. С. 260 – 263.
21. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
22. Соболев Г.А. Физика очага и прогноз землетрясений. М: Геофизический центр РАН, 1992.
23. Barabanov V.L., Nikolaev A.V., Sobisevich A.L. et. al. On Effects of Vibroactions on Water-Saturated Media. // *Seismicity and Related Processes in the Environment*. Moscow.: Research and Coordinating Center for Seismology and Engineering, 1994.Vol.1.P.75-77.
24. Кузнецов О.Л., Симкин Х.М. Преобразование и взаимодействие геофизических полей в литосфере. М.: Недра. 1990 .
25. Киссин И.Г. О вероятном механизме вибрационных эффектов и о вибросенситивности насыщенных сред. Физические основы сейсмического метода. М.: Наука, 1991.
26. Алешин А.С., Кудрявцев И.А. Влияние вибрации на миграцию влаги в песках. Инженерно-сейсмологические исследования для районирования сейсмической опасности // *Вопросы инженерной сейсмологии*, 1992. Вып. 33. С.80-85.
27. Барабанов В.Л., Гриневский А.О., Киссин И.Г., Николаев А.В. О некоторых эффектах вибрационного сейсмического воздействия на водонасыщенную среду. Сопоставление их с эффектами удаленных сильных землетрясений // *ДАН СССР*, 1990. Т.297. № 1. С.52-56.
28. Бабешко В.А., Собисевич А.Л., Шошина С.Ю. Исследование условий возникновения резонансов на неоднородностях в неограниченной среде // *Доклады Академии наук*, 1994. Т.335. №6. С.716-718.
29. Береснев И.А. Сейсмическая эмиссия, наведенная вибровоздействием // *Разработка концепции мониторинга природно-технических систем. Т.2. Методика и результаты геодинамического мониторинга природно-технических объектов*. М.: ИФЗ РАН, 1993..
30. Физические основы подводной акустики. Перевод с английского под редакцией В.И. Мясищева. М.: "Советское радио", 1955.