ЛИТЕРАТУРА

1. Бурьянов В.Б., Гордиенко В.В., Завгородняя О.В., Кулик С.Н., Логвинов И.М. Геофизическая модель тектоносферы Украины. Киев: Наук. думка, 1985. 203 с.

2. Ingerov A.I., Rokityansky I.I., Tregubenko V.I. Forty years of MTS studies in the Ukraine // Earth Planets Space. – 1999. – 51. – P. 1127-1133.

3. Baysorovich M.M., Tregubenko V.Iv., Nasad A.G. Geoelectric heterogeneities of Ukraine's lithosphere // Геол. журн.1998. T. 2. №1. С. 23-35.

5. Белявский В.В., Бурахович Т.К., Кулик С.Н., Сухой В.В. Электромагнитные методы при изучении Украинского щита и Днепровско-Донецкой впадины. К.: Знання. 2001. 227 с.

6. Mackie R.L., Smith J.T. and Madden T.R. Three dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: the magnetotelluric example // Radio Science.1994. 29. P. 923-935.

7. Гейко В.С., Цветкова Т.А., Шумлянская Л.А., Бугаенко И.В., Заец Л.Н. Трехмерное Р-скоростное строение верхней мантии Украины // Геофиз. журн. 2006. Т. 28. №1. С. 3-16.

8. Гейко В.С., Цветкова Т.А., Шумлянская Л.А., Бугаенко И.В., Заец Л.Н. Региональная 3-D скоростная модель мантии Сарматии (юго-запад Восточно-Европейской платформы) // Геофиз. журн. 2005. Т. 27. №6. С.3-32.

9. Цымбал С.Н. Состав верхней мантии под Украинским щитом // Геологія і магматизм докембрію Українського щита / Відп. Ред.. Щербак М.П. Київ. 2002. С. 215-218.

10. Цымбал С.Н., Цымбал Ю.С. Состав верхней мантии и перспективы алмазоносности северо-западной части Украинского щита // Мінералогічний журнал. 2003. Т. 25. № 5/6.

11. Кадик А.А. Влияние окислительно-восстановительного состояния планетарного вещества на формирование углероднасіщенніх флюидов в верхней мантии Земли // Вестник ОГГГГН РАН. №4 (10). 1999.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЕСТЕСТВЕННЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Бурдакова Е.В., Глинская Н.В., Морозов В.Н.

Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт геологии и минеральных ресурсов Мирового океана», г. Санкт-Петербург, labmgm@yandex.ru, palvas@mail.ru

Полученные экспериментальные данные при исследовании акустической эмиссии, возникающей при трех землетрясениях, указывают на импульсный характер эмиссии, а так же, на то, что это излучение прежде чем попасть в приемник проходит и усиливается при прохождении волноводов-резонаторов. Как известно полоса частот

при импульсном излучении определяется из соотношения: $\Delta f \cong \frac{1}{T}$, где Т-время, определяющее прямоугольный импульс [1]. При T=0,003 с, получим $\Delta f = 333$ гц при T=0,03 $\Delta f = 33,3$ гц. При землетрясении возникающее аку-

стическое излучение импульсное характера проходя через грунтовые блоки различных размеров будет усиливаться за счет резонансных эффектов. Так для волновода с характерной толщиной *a*, основная частота соответствую-

щая первой гармоники определяется соотношением: $f_1 = \frac{c_3}{a \cdot 2}$, где c_3 – скорость акустических колебаний. При зна-

чениях *а*=1 м, 10 м, 25 м, 100 м, 200 м, 500 м и *с*₃=3000 м, получим f₁=1500 гц, 150 гц, 60 гц, 15 гц, 7,5 гц, 3 гц.

Волноводный характер распространения импульса акустической эмиссии определяется на основе уравнения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial x^2} - \frac{1}{c_3^2} \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial z^2} = 0 \tag{1}$$

где *p* – возмущение давления, *x*, *z* – вертикальная и горизонтальная декартовы координат.

Аналогичное уравнение можно записать и для случая упругих сред, где возмущение давления p заменяется на вектора \vec{u}_e и \vec{u}_t – продольных и поперечных деформаций; а c_3 заменяется на скорость распространения про-

дольных и поперечных колебаний c_e , c_t [2].

Для волновода с жесткими горизонтальными стенками решение уравнения (1) ищется в виде:

$$p(x, z, t) = p_n(z, t) \sin \frac{\pi n x}{a}, n = 1, 2...$$
 (2)

Подставляя (2) в уравнение (1) получим уравнение для определения функции $p_n(z, t)$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{p}_n}{\partial z^2} - \frac{1}{c_3^2} \frac{\partial^2 \mathbf{p}_n}{\partial t^2} - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 \mathbf{p}_n = 0$$
(3)

Пусть при z=0 $p_n(t, z=0)$ представляется прямоугольным импульсом:

$$p_{n}(t, z = 0) = \begin{cases} p_{0}, & t \in [0, T] \\ 0, & t \notin [0, T] \end{cases}$$

$$\tag{4}$$

Для решения уравнения (3) при граничном условии (4) применим преобразование Фурье:

$$p_{n}(t,z) = \int_{-\infty}^{\infty} p_{n}(z,w) e^{-iwt} \alpha w$$

$$p_{n}(z,w) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p_{n}(t,z) e^{iwt} \alpha t$$
(5)

Используя (5), получим (3) уравнение для спектра $p_n(z, w)$

$$\frac{\alpha^2 p_n(z,w)}{\alpha z^2} + \left[\frac{w^2}{c_3^2} - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2\right] p_n(z,w) = 0$$
(6)

а импульс (4) преобразуется к виду:

$$p_{n}(t, z = 0) = p_{0}T \frac{\sin w T/2}{w T/2} e^{-iw\frac{1}{2}}$$
(7)

Решение уравнения (6) при граничном условии (7) представляется в виде

$$p_{n}(z,w) = I_{0} \frac{\sin w T/2}{w T/2} e^{-iw\frac{T}{2}} e^{+i} \sqrt{\frac{w^{2}}{c_{3}^{2}} - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^{2}} z$$
(8)

где: *I*₀=*p*₀*T*

Вводя вместо круговой частоты w циклическую частоту $f: w=2\pi f$, получим вместо (8).

$$p_{n}(z,w) = I_{0} \frac{\sin \pi fT}{\pi fT} e^{-i\pi fT} \cdot e^{iz} \sqrt{\frac{4\pi^{2} f^{2}}{c_{3}^{2}}} - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^{2}$$
(9)

Как следует из (9) при $f < f_* = \frac{c_3}{2a}n$ излучение, распространяющееся в волноводе, поглощается. При

 c_3 =3000 м/с, n=1 и a=1 м, 10 м, 25 м, 100 м, 200 м, 500 м, f*=1500 гц, 150 гц, 60 гц, 15 гц, 7.5 гц, 3 гц. Иначе говоря, длинноволновое излучение не замечает волноводов с меньшими размерами. Отметим, что коротковолновое акустическое излучение может возбуждать длинноволновое. Это можно показать, следуя Лайтхиллу [3], если в первую часть уравнения добавить в неполную силу $f(x, z)e^{-iw_0t}$ где w_0 – частота внешнего воздействия.

Разлагая f(x, z) по собственным функциям волновода

$$f(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(z) \sin \frac{\pi n x}{a}$$
(10)

а затем

$$f_n(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_n(k) e^{-ikx} ak$$
(11)

получим для возмущения давления р выражение

$$p = -\pi i \sum_{n=0}^{\infty} \sin \frac{\pi n}{a} x \frac{F\left[\frac{\left(w_0^2 - w_n^2\right)^{\frac{1}{2}}}{c_3}\right]}{c_3^{-1} \left(w_0^2 - w_n^2\right)} \exp\left\{-i \left[wt - \frac{\left(w_0^2 - w_n^2\right)^{\frac{1}{2}}}{c_3}x\right]\right\}$$
(12)

Из полученного результата следует, что для генерации волн со собственными частотами волновода-резонатора w_n на него необходимо воздействовать источником с частотой $w_0 > w_n$. Для частот с $w_0 < w_n$, генерация излучения будет сосредоточена около источника, т.е. колебания с такими частотами в волноводе распространяться не будут. Характерной особенностью распространения импульса акустической эмиссии в волноводе является его расплывание. Действительно как следует из выражения (9) групповая скорость для каждой частоты определяется выражением:

$$V_{\Gamma\Gamma} = c_3 \sqrt{1 - \frac{f_*^2}{f^2}}, \quad f_* = \frac{c_3}{a} n$$
(13)

Для частот $f > f_* V = c_3$, для частот $f > f_* V = c_3$.

Если в волноводе распространяется широкополосное излучение, то волновод произведет спектральный анализ волны: вперед уйдут частотные соответствующие большей групповой скорости, затем побегут составляющие с меньшей групповой скоростью и т.д. в плоть до минимальной групповой скорости, с которой данная волна может распространяться в волноводе. В результате получится затягивание сигнала по l пространству и по времени [2] и в случае приема сигнала в точке, от стоящей на большом расстоянии от места землетрясения, вместо короткого импульса будет наблюдаться длинный осциллирующий сигнал.

Расчет эволюции короткого импульса при распространении в волноводе можно производить на основе следующего выражения:

$$p_{n}(z,t) = 2I_{0} \int_{f_{*}}^{\infty} \cos \left[2\pi f \left(t - \frac{T}{2} \right) - \frac{2\pi f}{c_{3}} \sqrt{1 - \frac{f_{*}^{2}}{f} z} \right] \frac{\text{syn}\pi f T}{\pi f T} \alpha T$$
(14)

Выражение (14) получено с использованием спектра (9) и первого из выражений (5). Предварительные расчеты по формуле (14) при *z*=3 км и 30 км и *T*=0,003 с, подтверждают высказывание выше качественные соображения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Е.Скучик. Основы акустики, Т.1, М. «Мир». 1976.
- 2. Исакевич М.А. Общая акустика, М, Наука, 1973, 495 с.
- 3. Лайтхилл Д. Волны в жидкостях. М. «Мир», 1981, 598 с.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГИХ МОДУЛЕЙ В ЗЕМНОМ ЯДРЕ

Бурмин В.Ю.

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта, РАН, г. Москва, burmin@ifz.ru

Вязкость земного ядра и, в частности внешнего ядра, является наименее изученной его характеристикой. В настоящее время имеет место существенное различие между результатами теоретических исследований, данными лабораторных экспериментов и геофизическими данными относительно величины вязкости внешнего ядра Земли. Большинство теоретических и экспериментальных исследований дают низкую вязкость расплавов соединений железа при P-T условиях, соответствующих условиям внешнего ядра Земли, порядка 10^{-2} Па×с. В то же время, практически все геофизические данные дают гораздо более высокие значения вязкости для земного ядра, в пределах от 10^3 до 10^{12} Па×с. В одной из работ автора [1], на основании результатов интерпретации волн «предвестников» распространяющихся в низах внешнего ядра Земли [2], делается вывод о том, что модуль сдвига во внешнем ядре для колебаний порядка 1 Гц должен быть отличен от нуля и достигает значений 2×10^{12} Па.

В стандартной модели Земли PREM внешнее ядро считается жидким, а модуль сдвига в нем принимается равным нулю [3]. Это означает, что вязкость внешнего также равна нуль. Исходя из этого, вычисляется значение адиабатического модуля всестороннего сжатия k_s . На самом деле модуль сдвига во внешнем ядре хотя и мал, но все же отличен от нуля. И, следовательно, модуль k_s во внешнем ядре имеет распределение отличное от распределения для стандартной модели Земли. Этот вывод основывается на том факте, что градиент скорости продольных волн в низах внешнего ядра возрастает и предположении, что модуль всестороннего сжатия в Земле и, в частности, в ядре является монотонной функцией глубины. Оценим значение модуля k_s во внешнем и внутреннем ядре. Для этого примем три условия, а именно, в земном ядре модуль сдвига μ неотрицательная функция, адиабатический модуль всестороннего сжатия k_s является монотонной и, кроме этого, непрерывной функцией давления или, в нашем случае, глубины.

Воспользуемся известным соотношением, связывающим сжимаемость с давлением [4]:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V - V_0}{V_0} = -ap + bp^2,$$
(1)

где V = $\frac{1}{\rho}$ – удельный объем; ρ – плотность; *а* и *b* – константы.