

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ИНДУЦИРОВАННЫХ МОРСКИМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ

В статье рассмотрены две модели гидроакустического волновода с поглощением, состоящего из однородного слоя воды, однородного слоя жидких осадков и упругого полупространства, в котором расположен точечный источник. Численно решено дисперсионное уравнение, определены комплексные фазовые скорости. Исследовано влияние толщины осадочного слоя на фазовую скорость нулевой моды.

Ключевые слова: акустические волны; сейсмоакустическая эмиссия; морские землетрясения.

Краткосрочный прогноз землетрясений, основанный на выделении гидроакустических сигналов, вызванных геоакустической эмиссией является перспективным направлением в изучении физики предвестников землетрясений. [Марупулец и др., 2008].

Согласно модели лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ) [Соболев и др., 2003] последняя стадия образования главного разрыва может сопровождаться интенсивным выделением акустических волн в широком диапазоне частот. Экспериментально установлено, что сейсмоакустические сигналы в диапазоне частот от 40 до 75 Гц и длительностью от 3 до 4 сек. возникают перед землетрясением примерно за 1 час и более [Левин, 2002].

Высокочастотный сейсмоакустический сигнал при распространении может настолько заглухнуть, что выделить это событие на фоне микросейсм, наземными сейсмостанциями даже на сравнительно малых расстояниях, практически невозможно. Из-за большого коэффициента поглощения волн в твердой среде по сравнению с водой. Например, в океане поглощение звука в воде на расстоянии до 1000 км можно не учитывать. Однако, для мелкого моря ситуация значительно усложняется тем, что необходимо учитывать взаимодействие волн с дном. В таких случаях местоположения пунктов мониторинга эмиссии играет важную роль.

В статье получена теоретическая оценка акустического поля для двух моделей среды с поглощением.

В качестве среды возьмем трехслойную модель мелкого моря с плоскопараллельными границами (рис.1). Под первым водным слоем $0 < z < H_1$ расположен слой жидких осадков $H_1 < z < H$, который подстилает упругое полупространство $H < z < \infty$. Для каждого слоя заданы параметры плотность ρ_i , скорость $n_i = c_i(1 - jh_i)$ и тангенс угла потерь (поглощение) h_i $i = 1, 2, l, t$, который определяется физическими свойствами среды, а коэффициент затухания (к.з.) определяется из выражения $a_i = 8.68k_i h_i$ [дБ/км]. Индексы l, t обозначают продольные и поперечные волны соответственно для полупространства.

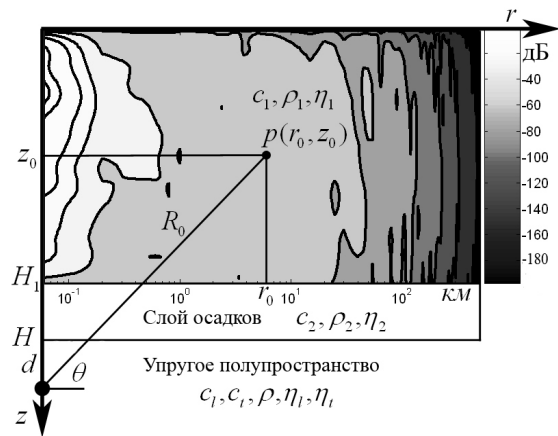


Рис. 1. Акустическое поле, рассчитанное для первой модели

Введем в модель с осевой симметрией цилиндрическую систему координат (r, θ, z) , где ось z направлена в нижнее полупространство. На глубине $z = H + d$ расположен излучатель с объемной скоростью V , излучающий с частотой ω продольные сферически-симметрические волны. Выражение для поля давления, которое создает излучатель, определяется по формуле [Исакович, 1973]:

$$p_0(r, z) = \frac{wrV \exp(j\omega(R/n_i - t))}{4p_j R}, \quad (1)$$

где $R = \sqrt{r^2 + (H + d - z)^2}$

Акустическое поле от излучателя (1) в водном слое для описанной модели имеет вид [Лапин, 1993]:

$$p(r, z, t, \omega) = Q(t) \sum_{n=0}^N F(x_n, z) H_0^{(1)}(x_n r), \quad (2)$$

где

$$F(x, z) = \frac{\sin(b_1 H_1 z) (2x^2 - k_t^2) \cdot x}{b_1 \Delta(x)} e^{j b_1 d}, \quad (3)$$

$$\Delta(x) = D(x) T(x) + \frac{k_t^4 r_2 b_1}{r b_2} S(x), \quad (4)$$

$$D(x) = (2x^2 - k_t^2)^2 - 4x^2 b_l b_t, \quad (5)$$

$$T(x) = \cos(b_1 H_1) \cos(b_2 H_2) - \frac{r_1 b_2}{r_2 b_1} \sin(b_1 H_1) \sin(b_2 H_2) \quad (6)$$

$$S(x) = \cos(b_1 H_1) \sin(b_2 H_2) + \frac{r_1 b_2}{r_2 b_1} \sin(b_1 H_1) \cos(b_2 H_2) \quad (7)$$

$$Q(t) = A w^3 r V e^{-j \omega t} / 2 c_i^2 \quad (8)$$

$b_i^2 = (k_i)^2 - x^2$, $Im b_i > 0$, $k_i = w/c_i(1 - j h_i)$, $x_n = w/c'_n(1 - j h'_n)$ – комплексные волновые числа. По комплексной фазовой скорости можно вычислить значение скорости $n_n = c'_n(1 + h_n'^2)$ и к.з.: $a'_n = 8.68 w h'_n / n_n c'_n$ [дБ/км].

В трехслойной среде полное акустическое поле задается суммой распространяющихся мод (Р.М.) формулой (2), суммой затухающих мод (З.М.) и боковой волной (Б.В.), амплитуда которой убывает по экспоненциальному закону $\exp(-\sqrt{k_i^2 - k_t^2} d)$. Боковая волна существует при определенном условии $k_i / \cos(q) < k_t$, где $\cos q = r_0 / R_0$. Для рассматриваемых моделей полем боковой волны и затухающих мод можно пренебречь. Формула (4) является дисперсионным уравнением трехслойной среды, в которую входит уравнение Релея (5) [Викторов, 1981]. При предельном переходе к двухслойной модели дисперсионное уравнение (4) преобразуется к дисперсионному уравнению для модели Шермана. Решение дисперсионного уравнения для модели Шермана без поглощения рассмотрено в статье [Маркушевич, 1989]. Уравнение (4), для среды с поглощением, решено численными методами минимизации. Из (4) найдены комплексные фазовые скорости с точностью до 10^{-10} . Формулы (6,7) учитывает влияние промежуточного слоя в модели.

Вычисления произведены для двух моделей. Глубина $H_1 = 0.2 \text{ км}$, плотность $r_1 = 1.0 \text{ г/см}^3$, скорость звука $c_1 = 1.5 \text{ км/с}$ и коэффициент поглощения $h_1 = 0.0001$ водного слоя одинаковые для двух моделей. Параметры слоя осадков для первой модели: $H_2 = 0.01 \text{ км}$, $r_2 = 1.6 \text{ г/см}^3$, $c_2 = 1.8 \text{ км/с}$, $h_2 = 0.03$, и для второй $H_2 = 0.05 \text{ км}$, $c_2 = 1.7 \text{ км/с}$. Твердое полупространство представлено следующими параметрами среды: $r_2 = 2.5 \text{ г/см}^3$, $c_t = 5.916 \text{ км/с}$, $c_i = 3.162 \text{ км/с}$, $h_t = 0.008$, $h_i = 0.016$ и вторая $h_t = 0.003$,

$h_t = 0.008$. Точечный источник расположен в упругом полупространстве на глубине $d = 20 \text{ км}$. Источник в первой модели излучает 50 Гц и второй модели 70 Гц. Циклическая частота источника определяет количество нормальных волн, которые могут распространяться в волноводе. Для первой модели их число равно 12 и 17 - для второй. Основной вклад в акустическое поле вносят Р.М. с к.з. от 0.18 и 0.29 дБ/км – нулевых мод соответственно моделям до 5.3 и 25.3 дБ/км – 12 и 17 моды. З.М. распространяются с к.з. большими, чем последние Р.М. Для Б.В. к.з. составляет 229 и 322 дБ/км соответственно. На рис.1 показаны линии уровня акустического поля, рассчитанные для первой модели.

В среде с поглощением первое слагаемое выражения (2) вносит существенный вклад в поле так, как с увеличением номера моды или частоты увеличивается тангенсы углов потерь. Первое слагаемое - нулевая мода (аналог волны Стоунли), которая всегда существует и не имеет критической частоты [Викторов, 1981]. Комплексная фазовая скорость нулевой моды определяется, в основном, параметрами упругого полупространства и частотой источника. На рис. 2 показано изменение фазовой скорости нулевой моды при увеличении промежуточного слоя донных осадков.

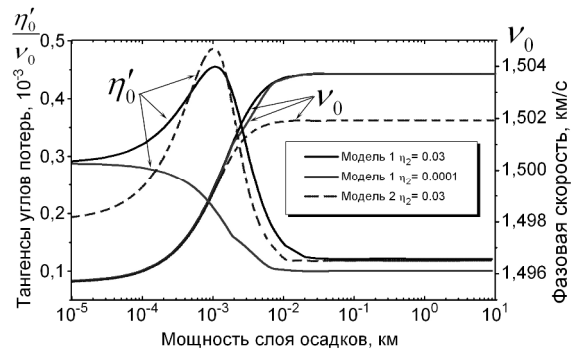


Рис.2. Зависимость фазовой скорости нулевой моды от мощности слоя осадков

Фазовые скорости (шкала справа) при малой толщине слоя в двух моделях практически не отличаются. Этот результат можно объяснить при построении графика фазовой скорости нулевой моды. Из рис. 2 видно что, для мощности осадков более 10м имеет асимптотически устойчивое значение с минимальными углами потерь, что увеличивает зону распространения акустических волн. При толстом слое осадков акустические волны, прошедшие в водный слой практически не взаимодействуют с границей твердого полупространства и фазовые скорости практически не изменяются. В этой случае волна Стоунли становится первой распространяющейся модой в модели Пекериса [Пекерис, 1951]. При умень-

шении толщины слоя появляется нижняя граница, благодаря которой происходит диссипация энергии в слое осадков с частичным оттоком в нижнее полупространство и как следствие увеличиваются тангенсы углов потерь фазовых скоростей. Положение максимума потерь зависит от затухания в слое осадков и частоты источника. Потери при распространении, выраженные в децибелах, определяются по формуле:

$$T = 20 \log_{10} \left| \frac{p(r)}{p(r=1)} \right|, \quad (9)$$

По формуле (9) для двух моделей рассчитаны потери, при распространении акустических волн, с учетом геометрического расхождения. Уменьшение давления на 60 дБ от эпицентра происходит для первой модели на расстоянии 97 км и на 85 км для второй (рис.1). Эта разница возрастает с увеличением уровня потерь. При этом тангенс угла потерь для нулевых мод двух моделей с частотами 50 и 70 Гц составил соответственно 0.00010 и 0.000114. На расстоянии 100 км от источника, сигнал затухнет в воде с частотой выше 70 Гц. Расчет акустического поля показал, что на этих частотах интенсивность акустического поля сильно зависит от геометрического расхождения волны, пропорционального $r^{-0.5}$.

Выполненные вычисления позволяют сделать следующие выводы:

1. Акустическое поле, в рассматриваемом диапазоне частот, в основном, зависит от геометрического расхождения, пропорции-онального $r^{-0.5}$.
2. Тангенс угла потерь нулевой моды содержит наименьшее значение среди всех распространяющихся мод. С увеличением частоты источника, увеличивается вклад нулевой моды в общее поле.

3. Потери нулевой моды в рассмотренных моделях (рис.1.) значительно меньше потерь при распространении объемных сейсмических волн в упругом полупространстве, что увеличивает зону регистрации акустических волн.

4. Нулевая мода при увеличении мощности слоя осадков становится первой распространяющейся модой в модели Пекериса.

Литература

- Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. –М.: Наука, 1981. –288с.
- Исакович М.А. Общая акустика. Учебное пособие. –М.: Наука, 1973. – 495с.
- Лапин А.Д. Звуковое поле в жидком волноводе от монопольного и дипольного источников, расположенных в граничащем с волноводом твердом полупространстве. // Акуст. журн. – 1993. –Том 39. – Вып. 5. –С.859–865.
- Левин Б.В., Морозов В.Е., Ссорова Е.В. и др. Выделение гидроакустических сигналов, индуцированных подводными землетрясениями в Тихом океане // Отчет ИО РАН за 1999-2002г.г. по теме 4.4.2
- Марапулец Ю.В., Щербина А.О. , Мищенко М.А., Шадрин А.В. Методы исследования высокочастотной геоакустической эмиссии. Монография. – Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ. –2008. –105с.
- Маркушевич В.М., Федоров В.Е. Волновые числа в задачах о колебаниях жидкого слоя на упругом полупространстве. //Сб. науч. трудов. Вычислительная сейсмология. –1989. –Вып. 22. –С. 146-153.
- Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде. // Распространение звука в океане. – М.: Изд-во иностр. лит. –1951.
- Соболев Г.А. Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. –М.: Наука. –2003. –270с.

ПОШИРЕННЯ ГІДРОАКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ, ІНДУКОВАНИХ МОРСЬКИМИ ЗЕМЛЕТРУСАМИ

І. Калінюк

У статті розглянуті дві моделі гідроакустичного хвилеводу з поглинанням, що складається з однорідного шару води, однорідного шару рідких опадів і пружного півпростору, в якому розташований точкове джерело. Чисельно вирішено дисперсійне рівняння, визначені комплексні фазові швидкості. Досліджено вплив товщини осадового шару на фазову швидкість нульової моди.

Ключові слова: акустичні хвилі; сейсмоакустичних емісія; морські землетруси.

DISTRIBUTION HYDROACOUSTIC WAVES INDUCED SEA EARTHQUAKES

I. Kalinyuk

In this paper, two hydro acoustic waveguide model with absorption, which consists of a homogeneous layer of water, a uniform layer of liquid precipitation and an elastic half-space, which is a point source. Numerically solved the dispersion equation that defined the complex phase velocity. The influence of sediment thickness on the phase velocity of the zero mode.

Key words: acoustic waves; seismic acoustic emission; sea earthquake.