Радиофизика и радиоастрономия, 1997, т. 2, №4, стр. 463-472

УДК 550.388

Инфразвуковое воздействие землетрясений и их предвестников на параметры околоземного пространства

Л. Ф. Черногор

Харьковский государственный университет
310077, Харьков, пл. Свободы,4

Статья поступила в редакцию 5 ноября 1997 г.

Приведена простая параметризованная модель землетрясений (ЗТ), удобная для оценки геофизических и радиофизических эффектов в атмосфере. Рассчитаны основные параметры ЗТ для энергий $\sim 10^{13} \div 10^{20}$ Дж. В линейном приближении вычислены возмущения параметров атмосферы в диапазоне высот $z \le 300$ км. Оценена роль нелинейных эффектов при распространении инфразвука (ИЗ) в атмосфере. В результате его самовоздействия возмущения среды относительно невелики ($\Delta T/T_0 \sim 0,1$; $\Delta p/p_0 \le 1$; $\Delta N_n / N_{n,0} \le 0,7$). Инфразвуковой предвестник ЗТ может вызывать регистрируемые радиофизическими и другими методами возмущения в ионосфере при скорости движения пород в очаге $v \ge 3\cdot10^{-3} \div 3\cdot10^{-2}$ м/с и их массе $\sim 2\cdot10^{19} \div 2\cdot10^{13}$ кг соответственно. При этом энергия ИЗ $W_a \ge 10^{10} \div 10^{6}$ Дж. Указаны механизмы воздействия на магнитосферу, обусловленные ИЗ эффектами.

Описано просту параметризовану модель землетрусів (ЗТ), яка є зручною для оцінки геофізичних і радіофізичних ефектів в атмосфері. Розраховано основні параметри ЗТ для їх енергій $\sim 10^{13} \div 10^{20}$ Дж. В лінійному наближенні обчислено збурення параметрів атмосфери в діапазоні висот $z \le 300$ км. Оцінено роль нелінійних ефектів при розповсюдженні інфразвуку (ІЗ) в атмосфері. В результаті його самодії збурення середовища відносно невеликі ($\Delta T/T_0 \sim 0,1$; $\Delta p/p_0 \le 1$; $\Delta N_n / N_{n,0} \le 0,7$). Інфразвуковий провісник ЗТ може викликати збурення в іоносфері, що реєструються радіофізичними та іншими методами, для швидкості руху порід в осередку ЗТ $v \ge 3\cdot10^{-3} \div 3\cdot10^{-2}$ м/с та їх масі $\sim 2\cdot10^{19} \div 2\cdot10^{13}$ кг відповідно. При цьому енергія ІЗ $W_a \ge 10^{10} \div 10^{6}$ Дж. Описано обумовлені ІЗ ефектами механізми дії на магнітосферу.

Введение

В настоящее время значительное внимание уделяется исследованию реакции атмосферы, ионосферы и магнитосферы на свершившееся и особенно готовящееся землетрясение (ЗТ) [1-5]. Механизмы же литосферно-атмосферного и литосферно-магнитосферного взаимодействия остаются малоизученными. Наиболее понятным из них является механизм, передаточным звеном которого есть инфразвук (ИЗ) [6-9]. Суть механизма, как известно, состоит в следующем. Перемещение тектонических плит вызывает колебание земной поверхности, которая как поршень воздействует на атмосферу. В результате над эпицентром ЗТ в атмосфере генерируются и распространяются ИЗ волны. Одновременно с этим от эпицентра во все стороны расходятся сейсмические волны, которые на границе раздела земля-воздух также генерируют ИЗ волны, распространяющиеся в атмосферу примерно под углом 85° к поверхности Земли. Эти волны приводят к возмущению параметров атмосферы и ионосферы, которые далее будем называть первичными возмущениями. Они, в свою очередь, могут генерировать вторичные возмущения, достигающие магнитосферы и воздействующие на нее. Так опосредовано ИЗ оказывает влияние на ионосферу и магнитосферу.

Целью данной работы является оценка возмущений атмосферы и ионосферы ИЗ землетрясений и их предвестников, а также поиск подходящих механизмов опосредованного влияния ИЗ на магнитосферные процессы.

Для оценки возмущений сначала необходимо разработать модель землетрясения.

Модель землетрясения

Моделирование процессов при подготовке ЗТ занимает значительное место в геологии и геофизике (см., например, [10-15]). Существующие модели отличаются сложностью, содержат много входных параметров (такие модели называют параметризованными). Для решения нашей задачи необходимо предложить простую, но адекватную модель, позволяющую оценить основные параметры ЗТ по одному входному параметру. В качестве такового выберем энергию землетрясения W. Кроме W, к параметрам ЗТ будем относить длину L главной трещины (максимальный, он же продольный размер очага), а также поперечные размеры L_1 (ширина) и L_2 (глубина), площадь очага $S = LL_1$, объем очага $V=LL_1L_2$, минимальную частоту колебаний грунта ω_{min} или максимальный период T_{max} и амплитуду этих колебаний A, скорость движения поверхности Земли v. Производными параметрами могут быть: $q_W = W/S$, $q_P = P/S$ и др., где $P=W/T_{max}$ – мощность землетрясения (обычно считается, что продолжительность главного толчка примерно порядка T_{max}).

Параметризованную модель построим, исходя из следующих соображений. Проявления ЗТ визуально наблюдаются по длине его трещин, ширине разломов, их площади и т. д. Каждое ЗТ обладает индивидуальными особенностями, но общим является то, что всегда присутствует главная трещина, от нее отходят второстепенные, от них третьестепенные и т. д. Структуру трещин корректно можно описать при помощи геометрических объектов, обладающих свойствами подобия и имеющих дробную размерность. Такие объекты, как известно, называются фракталами. Мы же получим лишь оценочные формулы, отвлекаясь от фрактальной геометрии трещин. Будем считать, что землетрясение вызвано горизонтальным движением плит земной коры. Если они разбегаются, то происходит разрыв коры, если же они сталкиваются, то возникает ее вспучивание. В обоих случаях сила разрушения F и смещение плит (ширина разрушений) ΔL_1 направлены вдоль одной прямой. Реальное движение плит является более сложным, одновременно с деформацией растяжения (сжатия) имеет место деформация сдвига и изгиба (кручения). Другими словами, деформация является многомерной и, вообще говоря, должна описываться тензором. Мы же для простоты рассмотрим одномерный случай. Это оправдано тем, что отношение компонент тензора (а также коэффициент Пуассона, который используется ниже) близки к единице. Предположим, что при напряжении разрушения σ сила разрушения равна

$$F = \sigma S = \sigma L L_2 .$$

Тогда работа этой силы, по порядку величины равная энергии ЗТ, описывается соотношением

$$W = F\Delta L_1 = \sigma L L_2 \Delta L_1 . \quad (1)$$

Для оценки ΔL_1 воспользуемся законом Гука, полагая, что он применим и для напряжений порядка σ. Закон имеет вид

$$\sigma = K\frac{\Delta V}{V} = K\frac{LL_2\Delta L_1}{LL_1L_2} = K\frac{\Delta L_1}{L_1},$$

где $K \approx 10^{11}$ Н/м² – модуль всесторонней объемной упругости. Отсюда $\Delta L_1 = L_1\sigma/K$. Тогда из (1) следует, что

$$W = \frac{\sigma^2}{K} L L_1 L_2 \quad (2)$$

или

$$W = wV,$$

где $w = \sigma^2 / K = K(\Delta L_1 / L_1)^2$ – плотность упругой энергии.

Пропорциональность W объему очага отражает свойство подобия землетрясений. Оценим величину w. Она зависит от типа горных пород. Обычно $\sigma \sim 3\cdot 10^6 \div 3\cdot 10^7$ Н/м². Тогда $w \sim 10^2 \div 10^4$ Дж/м³, в среднем же $w \approx 10^3$ Дж/м³. Это значение и будет использоваться далее при оценках. Заметим также, что более точные расчеты [15] дают такое выражение для w:

$$w = \frac{1}{2}\frac{\sigma^2}{K}.$$

Введем далее коэффициенты анизотропии очага $\alpha_1 = L_1 / L$ и $\alpha_2 = L_2 / L$. Обычно $\alpha_{1,2}$ изменяются в пределах от 1/3 до 1/10.

Поскольку $V = \alpha_1\alpha_2 L^3$, то

$$L = \left(\frac{V}{\alpha_1\alpha_2}\right)^{1/3} = \left(\frac{W}{\alpha_1\alpha_2 w}\right)^{1/3} \quad (3)$$

Учитывая далее, что $S = LL_1 = \alpha_1 L^2$, получим

$$S = \left(\frac{\sqrt{\alpha_1}}{\alpha_2}\frac{W}{w}\right)^{2/3}. \quad (4)$$

Максимальное смещение горных пород (например, в горизонтальной плоскости)

$$\Delta L_1 = L_1 \frac{\sigma}{K} = \alpha_1 L \frac{\sigma}{K} = \alpha_1 \frac{\sigma}{K}\left(\frac{W}{\alpha_1\alpha_2 w}\right)^{1/3}. \quad (5)$$

Что же касается максимального смещения в вертикальной плоскости, то его можно оценить через коэффициент Пуассона κ_p, который для земных пород примерно равен 0,28:

$$A \approx \kappa_p \Delta L_1$$

Для оценки периода колебаний почвы будем моделировать участок земной коры в эпицентре прямоугольной мембраной с горизонтальными размерами L и L_1. Как известно (см., например, [16]), она имеет собственные частоты колебаний

$$\omega_{nn_1} = \pi v_s \sqrt{\left(\frac{n}{L}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{L_1}\right)^2} = \pi \frac{v_s}{L}\sqrt{n^2 + \left(\frac{n_1}{\alpha_1}\right)^2},$$

где $n, n_1 \in N$, $v_s \sim 3$ км/с – скорость поверхностных сейсмических волн. Наименьшая, она же основная, частота колебаний имеет место при $n=n_1=1$. Тогда

$$\omega_{\min} = \pi \frac{v_s}{L}\sqrt{1+\alpha_1^{-2}}. \quad (6)$$

Если же $\alpha_1^{-2} >> 1$, то

$$\omega_{\min} \approx \pi \frac{v_s}{\alpha_1 L} = \pi \frac{v_s}{L_1}, \quad (7)$$

т. е. определяется меньшим размером мембраны. При этом наибольший период колебаний

$$T_{\max} = \frac{2\pi}{\omega_{\min}} = \frac{2L_1}{v_s} = \frac{2\alpha_1}{v_s}\left(\frac{W}{\alpha_1\alpha_2 w}\right)^{1/3} \quad (8)$$

Скорость движения поверхности грунта равна

$$v = A\omega_{\min} = \kappa_p \Delta L_1 \frac{\pi v_s}{L} = \kappa_p \pi \frac{\sigma}{K} v_s \approx \frac{\sigma}{K} v_s. \quad (9)$$

Поскольку $A \sim W^{1/3}$, а $\omega_{\min} \sim W^{-1/3}$, в рассмотренном приближении v не зависит от энергии ЗТ. При $\sigma/K \approx 10^{-4}$ и $v_s \approx 3\cdot10^3$ м/с имеем $v \approx 0{,}3$ м/с. Близкую оценку можно получить, если приравнять кинетическую энергию движущихся при ЗТ пород массой M к энергии ЗТ:

$$\frac{Mv^2}{2} = W,$$

отсюда имеем

$$v = \left(\frac{2w}{\rho}\right)^{1/2},$$

где $\rho = M/V$ – плотность пород. При $w = 10^3$ Дж/м³ и $\rho = 3\cdot10^3$ кг/м³ получим $v \approx 0{,}6$ м/с.

Оценить амплитуду ускорения a поверхности Земли сложнее. Если бы колебания были монохроматическими, то

$$a = A\omega_{\min}^2 = v\omega_{\min}.$$

На самом деле для каждого ЗТ имеется спектр периодов, причем вклад более высокочастотных колебаний в величину a больше, чем низкочастотных. Для расчета a поэтому требуется знание частотного спектра колебаний земной поверхности, а он является индивидуальным. Обычно a лежит в пределах $\sim 1\div10$ м/с². Аппроксимируя данные наблюдений, можно получить следующую зависимость

$$a = a_m\left(\frac{W}{W_m}\right)^{0,33},$$

где $a_m \approx 20$ м/с², $W_m = 10^{20}$ Дж (здесь и далее полагалось, что $\lg W = 1{,}5M_e + 7{,}2$, где M_e – магнитуда ЗТ, а W дается в Дж). Важно, что $a \sim W^{0,33}$.

Зная v, можно оценить энергию сейсмических волн, а по ней вычислить коэффициент преобразования энергии ЗТ в энергию сейсмических волн W_s. Простые соображения для протяженных очагов ($S^{1/2} \geq h$, где h – глубина очага) приводят к следующему выражению:

$$\eta_s = \frac{W_s}{W} = \frac{3}{16W}\rho S v_s t_0 A^2\omega_{\min}^2, \quad (10)$$

где $t_0 \approx T_{\max}$ – продолжительность ЗТ. Расчеты по формуле (10) дают $\eta_s \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$. Наблюдения же показали, что $\eta_s \approx 10^{-2} \div 5\cdot10^{-2}$.

Результаты оценок основных параметров ЗТ с использованием соотношений (2)-(10) для $W = 10^{13} \div 10^{20}$ Дж, $w = 10^3$ Дж/м³, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0{,}1$ приведены в табл. 1. Нижняя граница определяет такое ЗТ, которое еще может привести к разрушениям в эпицентре (его энергия эквивалентна энергии взрыва заряда тринитротолуола массой около 2 кт). Верхняя граница относится к энергии самого разрушительного ЗТ, которое может произойти на земном шаре. Добавим, что частота ЗТ или интервал ΔT между ними также определяется энергией ЗТ. Как показала обработка данных наблюдений

$$\Delta T = \Delta T_m \left(\frac{W}{W_m}\right)^{0{,}63\pm0{,}03}, \tag{11}$$

где $\Delta T_m \approx 2$ года, $W_m \approx 10^{18}$ Дж. Такая аппроксимация справедлива, строго говоря, для $W \sim 10^{12} \div 10^{18}$ Дж. Так что в соответствии с (11) ЗТ с $W \sim 10^{20}$ Дж происходит раз в ~ 35 лет.

Результаты сравнения данных моделирования и наблюдений приведены в табл. 2. Видно, что имеется достаточное соответствие между ними.

Таблица 1.

Энергия ЗТ, Дж	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}	10^{20}
L, км	10	22	46	100	220	460	1000	2200
S, км²	10	47	220	10^3	$4{,}7\cdot10^3$	$2{,}2\cdot10^4$	10^5	$4{,}7\cdot10^5$
V, км³	10	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8
$\omega_{\min}$, с⁻¹	10	4,5	2,2	1	0,45	0,22	0,1	0,045
$T_{\max}$, с	0,6	1,4	2,9	6,3	14	29	63	140
v, м/с	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
a, м/с²	0,1	0,2	0,4	1	2	4	10	20
A, м	$2{,}8\cdot10^{-3}$	$6{,}2\cdot10^{-3}$	0,1	0,3	0,6	1,3	2,8	6,2
P, Вт	$1{,}6\cdot10^{13}$	$7{,}1\cdot10^{13}$	$3{,}4\cdot10^{14}$	$1{,}6\cdot10^{15}$	$7{,}1\cdot10^{15}$	$3{,}4\cdot10^{16}$	$1{,}6\cdot10^{17}$	$7{,}1\cdot10^{17}$
q_W, Дж/м²	10^6	$2{,}1\cdot10^6$	$4{,}5\cdot10^6$	10^7	$2{,}1\cdot10^7$	$4{,}5\cdot10^7$	10^8	$2{,}1\cdot10^8$
q_P, Вт/м²	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$	$1{,}5\cdot10^6$
W_s, Дж	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}
W_a, Дж	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}

Возмущение параметров атмосферы (линейная теория)

В сейсмическую энергию преобразуется энергия, равная $W_s = \eta_s W$, в свою очередь энергия акустических волн характеризуется выражением $W_a = \eta_a W_s$. Тогда

$$W_a = \eta_a \eta_s W,$$

где $\eta_a \approx 10^{-2}$, $\eta_a\eta_s \approx 10^{-4} \div 5\cdot10^{-4}$. Далее при оценках будем принимать $\eta_a\eta_s = 10^{-4}$. Результаты расчета W_s и W_a также приведены в табл. 1. Из нее видно, что энергия ИЗ достигает внушительных величин, а поэтому следует ожидать значительных возмущений в атмосфере.

Генерируемые колебаниями земной поверхности ИЗ волны доходят до высоты z за время

$$\Delta t(z) = \int_0^z \frac{dz'}{c_s(z')} \approx \frac{z}{\bar{c}_s},$$

где c_s – скорость звука, $\bar{c}_s$ – среднее по высоте значение этой скорости. Так при $z \approx 100$ и 300 км $\Delta t \approx 5$ и 10 мин.

Линейная ИЗ волна вызывает периодическое движение частиц воздуха с амплитудой v_a, а также периодические вариации давления и плотности среды:

$$\Delta p = p_0 c_s v_a, \quad \Delta\rho = \rho_0 v_a / c_s, \tag{12}$$

где p_0, ρ_0 – давление и плотность невозмущенного воздуха ($c_s = \sqrt{\gamma k T_n / M_n}$ – скорость звука; T_n, M_n – температура и масса частиц воздуха,

$\gamma \approx 1{,}4$ – отношение удельных теплоемкостей). Выражение (12) справедливо в линейной теории, т. е. при $v_a/c_s \ll 1$. Данное соотношение выполняется у поверхности Земли, а также в некоторой нижней части атмосферы. Дело в том, что в силу закона сохранения плотности энергии в волне $\rho v_a^2 = const$, а следовательно,

Таблица 2.

Параметр	Модель	Наблюдения	Примечания*
W	$W = wV_c$	$W = V_m \left(\dfrac{W}{W_m}\right)^{1,01}$	$V_m = 1{,}3\cdot10^{16}$ м³, $W_m = 10^{20}$ Дж
L	$L = (W/\alpha_1\alpha_2 w)^{1/3}$	$L = L_m \left(\dfrac{W}{W_m}\right)^{0,34}$	$L_m = 5\cdot10^5$ м, $W_m = 10^{20}$ Дж
S	$S = \left(W\sqrt{\alpha_1}/w\alpha_2\right)^{2/3}$	$S = S_m \left(\dfrac{W}{W_m}\right)^{0,67}$	$S_m = 5\cdot10^{10}$ м², $W_m = 10^{20}$ Дж
ΔL_1	$\Delta L_1 = \alpha_1 \dfrac{\sigma}{K}\left(\dfrac{W}{\alpha_1\alpha_2 w}\right)^{1/3}$	$\Delta L_1 \sim 10$ м	Сильнейшие ЗТ
ω_{min}	$\omega_{min} = \pi v_s/L_1$	$\omega_{min} \sim 0{,}1$ с	То же
T_{max}	$T_{max} = \dfrac{2\alpha_1}{v_s}\left(\dfrac{W}{\alpha_1\alpha_2 w}\right)^{1/3}$	$T_{max} = T_m \left(\dfrac{W}{W_m}\right)^{0,34\pm0,03}$	$W = 4\cdot10^{12} - 10^{20}$ Дж
v	$v = \sigma v_s/K \sim 0{,}3$ м/с	$v \sim 0{,}1 \div 1$ м/с	Слабо зависит от W
a	—	$a = a_m \left(\dfrac{W}{W_m}\right)^{0,33}$	$a_m = 20$ м/с², $W_m = 10^{20}$ Дж
η_s	$\eta_s \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$	$10^{-2} \div 5\cdot10^{-2}$	—

*Аппроксимация данных наблюдений выполнена для $W \le 10^{18}$ Дж, для $W = 10^{18} \div 10^{20}$ Дж произведена экстраполяция

$$v_a(z) = v_a(0)\sqrt{\frac{\rho(0)}{\rho(z)}} = v_a(0)\exp\left\{\frac{1}{2}\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}\right\},$$

или приближенно

$$v_a(z) \approx v_a(0)\exp\left\{\frac{z}{2\bar{H}}\right\},$$

где $H(z)$ и $\bar{H}$ – приведенная высота атмосферы и ее среднее по высоте значение ($\bar{H} \sim 6 \div 8$ км на высотах до 100 км и $\bar{H} \sim 10 \div 50$ км при $z \sim 120 \div 300$ км). Таким образом, v_a, а значит и $\Delta p/p_0$, $\Delta\rho/\rho_0$, растут с увеличением высоты примерно по экспоненциальному закону с высотным масштабом $2\bar{H} \sim 20 \div 100$ км. Благодаря такому свойству атмосферы, ее иногда называют усилителем ИЗ волн. Результаты расчета возмущений, как и некоторые невозмущенные параметры атмосферы, для $v_a(0) = 0{,}1$ м/с приведены в табл. 3.

Поскольку ионизированная компонента атмосферы на высотах $z \le 1000 \div 1500$ км является малой примесью, то движение воздуха навязывает движение ионосферной плазме. По этой причине звуковые колебания модулируют электронную концентрацию N в ионосфере. Для адиабатического процесса

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{\Delta N_n}{N_{n0}} = \frac{1}{\gamma}\frac{\Delta p}{p_0},$$

где N_{n0}, N_0 – концентрация нейтральных и заряженных частиц в невозмущенных условиях.

Из табл. 3 видно, что на высотах $z \le 100$ км возмущения, вызываемые в среде ИЗ, достаточно малы, а выше ~ 120 км их относительные изменения превышают 1. К сожалению, при $z \ge 100$ км линейная теория распространения ИЗ становится неприемлемой. Уже на высотах, где $v_a \approx c_s$, волна является существенно нелинейной, сильно поглощается, вызывая нагрев атмосферного газа.

Таблица 3.

Высота, км	0	15	30	50	65	80	100	120	150	200	300
ρ_0, кг/м³	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}
$\Delta\rho$, кг/м³	$3\cdot10^{-4}$	10^{-4}	$3\cdot10^{-5}$	10^{-5}	$3\cdot10^{-6}$	10^{-6}	$3\cdot10^{-7}$	$8{,}5\cdot10^{-8}$	$2{,}5\cdot10^{-8}$	$5\cdot10^{-9}$	$1{,}4\cdot10^{-10}$
$\Delta\rho/\rho_0$	$3\cdot10^{-4}$	10^{-3}	$3\cdot10^{-3}$	10^{-2}	$3\cdot10^{-2}$	10^{-1}	$3\cdot10^{-1}$	$8{,}5\cdot10^{-1}$	2,5	5	1,4
p_0, Н/м²	10^5	$7\cdot10^3$	10^3	10^2	10	$7\cdot10^{-1}$	$7\cdot10^{-2}$	10^{-2}	10^{-3}	$2\cdot10^{-4}$	$3\cdot10^{-5}$
Δp, Н/м²	33	9	3,3	1	0,3	$9\cdot10^{-2}$	$3{,}3\cdot10^{-2}$	$1{,}1\cdot10^{-2}$	$4\cdot10^{-3}$	$1{,}8\cdot10^{-3}$	$7\cdot10^{-4}$
$\Delta p/p_0$	$3{,}3\cdot10^{-4}$	$1{,}3\cdot10^{-3}$	$3{,}3\cdot10^{-3}$	10^{-2}	$3\cdot10^{-2}$	$1{,}3\cdot10^{-1}$	$4{,}7\cdot10^{-1}$	1,1	4	9	23
$\Delta N_n/N_{n0}$	$2{,}3\cdot10^{-4}$	$9\cdot10^{-4}$	$2{,}3\cdot10^{-3}$	$7\cdot10^{-3}$	$2{,}1\cdot10^{-2}$	$9\cdot10^{-2}$	$3{,}3\cdot10^{-1}$	0,8	2,8	6,3	16
v_a, м/с	0,1	0,3	1	3	10	30	10^2	$3\cdot10^2$	10^3	$3\cdot10^3$	10^4
c_s, м/с	330	300	330	330	330	300	330	350	400	600	700

Нагрев атмосферы

Сначала рассмотрим нагрев газа в линейном приближении. В стационарном случае уравнение баланса тепла имеет вид

$$\frac{\Delta T_n}{T_{n0}} = \frac{w_{aa}}{w_T}, \tag{13}$$

где

$$w_{aa} = w_a \cdot 2\alpha c_s t_0,$$

$$w_a = \frac{W_a G}{4\pi z^2 c_s t_0}\exp\left\{-2\int_0^z \alpha(z')dz'\right\},$$

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c_s^3}\left[\frac{3}{4}\eta + \zeta + \frac{\kappa}{c_p}(\gamma - 1)\right],$$

$$w_T = c_p \rho_0 T_{n0},$$

w_a – плотность энергии ИЗ, w_{aa} – плотность поглощаемой энергии ИЗ, w_T – плотность тепловой энергии невозмущенного газа, $\alpha \sim \nu_n^{-1}$ – коэффициент затухания ИЗ, ω – частота ИЗ, ν_n – частота соударений частиц газа, $c_p \approx 10^3$ Дж/(кг·К) – удельная теплоемкость газа, t_0 – длительность ИЗ импульса; η, ζ – динамическая и вторая вязкости, κ – коэффициент теплопроводности газа, $G \approx 4\pi S/\lambda_{s\max}^2$ – коэффициент усиления акустической "антенны". Поскольку длина сейсмической волны – $\lambda_{s\max} = 2\pi v_s/\omega_{\min} = 2L_1 = 2\alpha_1 L$, $S \approx LL_1 = \alpha_1 L^2$, коэффициент усиления $G \approx \pi/\alpha_1 \approx 10 \div 30$ для $\alpha_1 \approx 0{,}3 \div 0{,}1$.

Уравнение (13) не учитывает потерь тепла нагретым газом. К таким потерям приводит вынос тепла в горизонтальном направлении за счет ветра, теплопроводность газа и потери на излучение. Последние малосущественны при умеренном нагреве, первые и вторые характеризуются временами ~ $10^2 \div 10^3$ с на высотах $z \sim 300 \div 400$ км, что обычно превышает длительность ИЗ импульса $t_0 \le 10 \div 10^2$ с.

Заметим, что $\alpha(z)$ обратно пропорционален $\nu_n(z)$, и

$$\alpha(z) \approx \alpha(0)\exp\left\{\frac{z}{\overline{H}(z)}\right\},$$

т. е. на достаточно малых высотах ($z \le z_{\max}$ – высота максимального относительного нагрева, определяемая из условия $\omega_{\min}(z_{\max}) \approx \nu_n(z_{\max})$) плотность поглощаемой энергии ИЗ w_{aa} нарастает с увеличением высоты примерно по экспоненциальному закону с масштабом $\overline{H}$. Плотность же тепловой энергии w_T, напротив, убывает по такому же закону при увеличении z. На высоте $z \approx z_{\max}$ отношение w_{aa}/w_T достигает максимума, и здесь имеет место наиболее эффективный нагрев атмосферного газа (см. соотношение (13)). Ниже этой высоты $\Delta T/T_0$ убывает по экспоненциальному закону с масштабом $\overline{H}/2 \approx 5 \div 25$ км. Поэтому заметный нагрев имеет место в слое толщиной $\Delta z_1 \approx H$. При $z > z_{\max}$ отношение $\Delta T/T_0$ также убывает, но значительно быстрее (как $y = \exp(-\exp x)$, x – безразмерная высота). Толщина верхней части нагретой области $\Delta z_2 \approx c_s/\omega_{\min} = \lambda_{\max}/2\pi \sim 0{,}07 \div 20$ км для $W \sim 10^{13} \div 10^{20}$ Дж при $z \sim 200 \div 600$ км соответственно. Общая толщина нагретой области $\Delta z \approx \Delta z_1 + \Delta z_2$.

Определим высоту $z_{\min}$ из условия $\Delta T(z_{\min}) = T_0$. Очевидно, что для существования значительного нагрева должно выполняться условие $z_{\min} \leq z_{\max}$.

Результаты оценок $z_{\max}$, $z_{\min}$, $\lambda_{\max} = c_s T_{\max}$, $\Delta T/T_0$ и ΔT приведены в табл. 4. Из нее видно, что условие $z_{\min} \leq z_{\max}$ выполняется при $\tilde{z}_{\min} \leq 210$ км, что имеет место при $W \geq 3 \cdot 10^{13}$ Дж. Для высот $z > \tilde{z}_{\min}$ величина $\Delta T/T_0$ на уровне $z_{\max}$ быстро растет и достигает $\sim 10^6$ при максимальной энергии ЗТ. Разумеется, такой сильный нагрев невозможен. Дело в том, что на высотах $z \geq 100$ км линейная теория распространения ИЗ становится непригодной.

Таблица 4.

W_a, Дж	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}
$z_{\min}$, км	215	200	190	180	170	160	150	145
$z_{\max}$, км	200	260	290	350	420	460	510	580
$\lambda_{\max}(z_{\max})$, км	0,3	1,0	2,2	5,3	12,6	28	60	140
$w_{aa}(z_{\max})$, Дж/м^3	$1{,}9 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$1{,}8 \cdot 10^{-4}$	$4{,}9 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$4{,}6 \cdot 10^{-3}$	$2{,}2 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}
$w_T(z_{\max})$, Дж/м^3	10^{-3}	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$3{,}2 \cdot 10^{-5}$	$1{,}6 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$2{,}3 \cdot 10^{-6}$
$\Delta T/T_0(z_{\max})$	$6 \cdot 10^{-2}$	3,6	51	$1{,}8 \cdot 10^2$	$9{,}3 \cdot 10^2$	$8{,}7 \cdot 10^3$	$7{,}2 \cdot 10^4$	$1{,}2 \cdot 10^6$
$\Delta T(z_{\max})$, К	60	$4{,}8 \cdot 10^3$	$6{,}6 \cdot 10^4$	$2{,}3 \cdot 10^5$	$1{,}2 \cdot 10^6$	$1{,}2 \cdot 10^7$	$9{,}3 \cdot 10^7$	$1{,}6 \cdot 10^9$

Что же служит причиной появления нелинейности? Таких причин несколько [17]. Во-первых, из-за малой вязкости атмосферного газа волна слабо поглощается на высотах, где $\omega \ll \nu_n$. Во-вторых, из-за практически отсутствующей фазовой дисперсии даже слабая нелинейность приводит к генерации и усилению гармоник основной частоты, амплитуда которых уже на расстоянии $\sim \lambda/M_0$ (M_0 – число Маха) становится соизмеримой с амплитудой основной гармоники. В третьих, как уже отмечалось, амплитуда движения частиц воздуха v_a (или относительных возмущений для $\Delta\rho/\rho_0$, $\Delta p/p_0$) нарастает в атмосфере с увеличением высоты примерно по экспоненциальному закону. Все это приводит к перекачке энергии волны вверх по спектру. Синусоидальная волна по мере распространения приобретает пилообразный профиль. Это означает, что область высот, где выполняется условие $n\omega \approx \nu_n$ (n – номер гармоники), сдвигается вниз. Но на меньших высотах меньше w_{aa} и больше w_T. Поэтому эффективность нагрева за счет нелинейных эффектов, а именно самовоздействия ИЗ волны, уменьшается на несколько порядков. Для оценки величины $\Delta T/T_0$ с учетом нелинейных эффектов будем исходить из следующих соображений.

Глубина поглощения n-ой гармоники порядка ее длины волны $\lambda_n = \lambda/n$, а расстояние, на котором амплитуда этой гармоники заметно нарастает, порядка λ/M_0 при $n > M_0$, поэтому поглощение высших гармоник происходит на меньших расстояниях, чем их генерация. Это ограничивает нелинейный рост v_a и Δp. По-видимому, они всегда меньше c_s и p_0 соответственно. Для оценки сверху будем полагать, что $\Delta p_{\max} = p_0$. Тогда можно показать, что для адиабатического процесса

$$\frac{\Delta T}{T_0} \approx \frac{\gamma - 1}{\gamma(\gamma + 1)} \approx 0{,}1 .$$

Таким образом, величина нагрева оказывается небольшой ($\sim 20 \div 130$ К для $z \sim 100 \div 600$ км соответственно) и находится на пределе чувствительности наземных радиофизических методов. Если же метод позволяет регистрировать величину электронной концентрации, то ее изменения могут быть легко обнаружены. Действительно, при $\Delta p_{\max} = p_0$ величина $\Delta N \approx N_0/\gamma \approx 0{,}7 N_0$. Толщина нагретой области зависит от двух факторов. Нижняя граница z_1 определяется из условия $v_a(z_1) \approx c_s(z_1)$. Например, для $v = 3 \cdot 10^{-2};\ 3 \cdot 10^{-1}$

и 3 м/с высота $z_1 \approx 150$; 100 и 60 км. Верхняя граница нагретой области $z_2 \approx z_{\max}$ (см. табл. 4) и зависит от величины $\omega_{\min}$, т. е. энергии W, и составляет величину $z_2 \sim 200 \div 600$ км для $W \sim 10^{13} \div 10^{20}$ Дж. Для того, чтобы нагрев стал возможным, должно выполняться очевидное условие: $z_2 > z_1$. Таким образом, самовоздействие волны приводит к резкому уменьшению ΔT и одновременному расширению возмущенной области по высоте ($\sim 100 \div 500$ км). Горизонтальные размеры этой области определяются соответствующими размерами очага (L и L_1) и даже заметно превышают их. Это связано со слабым затуханием сейсмических волн, которые распространяются на расстояния $R \sim 100 \div 1000$ км и вдоль своей траектории преобразуются в ИЗ. Последний вызывает возмущения в атмосфере вдали от эпицентра ЗТ.

При описанном подходе получена лишь оценка возмущений. Для более точных расчетов потребуется создание нелинейной теории распространения ИЗ в атмосфере с экспоненциально убывающим давлением.

Добавим, что нагрев атмосферы над очагом ЗТ наблюдается в экспериментах (см., например, [18]).

Нагрев атмосферы инфразвуковым предвестником ЗТ

Будем исходить из того, что ИЗ генерируется из-за перемещения со скоростью v литосферных плит массой M. Тогда акустическая энергия предвестника может быть оценена по кинетической энергии движения:

$$W_a = \eta_a \eta_s W_k = \eta_a \eta_s \frac{Mv^2}{2}$$

Заметим, что W_k определяется двумя свободными параметрами M и v. Для свершившегося ЗТ его энергия определяется объемом V, а значит и массой M. Скорость же движения пород не зависит ни от W, ни от M (см. формулу (9)).

Результаты расчета W_k и W_a для различных v и M приведены в табл. 5. При этом полагалось, что частота $\omega_{\min}$ может быть рассчитана по соотношению (8), где W следует заменить на W_k. Необходимым условием нагрева атмосферы по-прежнему является неравенство $z_2 > z_1$. Оно выполняется для значений из табл. 5,

Таблица 5.

v, м/с	10^{-3}	$3\cdot10^{-3}$	10^{-2}	$3\cdot10^{-2}$	10^{-1}	$3\cdot10^{-1}$	1	Примечание
W_k, Дж W_a, Дж	10^{14} 10^{10}	10^{15} 10^{11}	10^{16} 10^{12}	10^{17} 10^{13}	10^{18} 10^{14}	10^{19} 10^{15}	10^{20} 10^{16}	$\omega = 4{,}5\cdot10^{-2}$ с$^{-1}$, $M = 2\cdot10^{20}$ кг
W_k, Дж W_a, Дж	10^{13} 10^{9}	10^{14} 10^{10}	10^{15} 10^{11}	10^{16} 10^{12}	10^{17} 10^{13}	10^{18} 10^{14}	10^{19} 10^{15}	$\omega = 10^{-1}$ с$^{-1}$, $M = 2\cdot10^{19}$ кг
W_k, Дж W_a, Дж	10^{10} 10^{6}	10^{11} 10^{7}	10^{12} 10^{8}	10^{13} 10^{9}	10^{14} 10^{10}	10^{15} 10^{11}	10^{16} 10^{12}	$\omega = 1$ с$^{-1}$, $M = 2\cdot10^{16}$ кг
W_k, Дж W_a, Дж	10^{7} 10^{3}	10^{8} 10^{4}	10^{9} 10^{5}	10^{10} 10^{6}	10^{11} 10^{7}	10^{12} 10^{8}	10^{13} 10^{9}	$\omega = 10$ с$^{-1}$, $M = 2\cdot10^{13}$ кг

находящихся левее жирной линии, т. е. когда $v \geq 3\cdot10^{-3} \div 3\cdot10^{-2}$ м/с и $M \geq 2\cdot10^{19} \div 2\cdot10^{13}$ кг соответственно. При этом энергия ИЗ предвестника ЗТ должна быть не менее $10^{10} \div 10^{6}$ Дж.

Таким образом, наблюдаемые эффекты [19] могут быть обусловлены инфразвуковым предвестником.

Воздействие на магнитосферу

Известно (см., например, [17]), что на высотах $z \approx z_{\max}$, где $\nu_n \approx \omega_{\min}$, ИЗ эффективно преобразуется в магнитозвуковые волны. Последние представляют собой возмущения геомагнитного поля, которые приводят к изменению параметров движения частиц, захваченных в радиационном поясе Земли на высотах магнитосферы. Отметим, что возмущение геомагнитного поля акустической волной ЗТ подробно рассматривалось в работе [20]. Поэтому мы останавливаться на нем не будем. Кроме указанного механизма воздействия на магнитосферу, существует другой, предложенный нами для иных целей [21]. Суть его состоит в следующем. Нагрев частиц, изменение концентраций нейтралов и электронов приводит к возмущению тензора проводимости в ионосфере. При этом для $\Delta N_n / N_0 \approx 1$ и $\Delta N / N_0 \approx 0{,}7$ возникает электрическое поле поляризации с горизонтальным размером $L_\perp \approx L \sim 100 \div 1000$ км и величиной $E_p \sim 1 \div 10$ мВ/м для низких, средних и высоких широт (большее значение). Характерным временным масштабом поля есть время $t_0 \sim 1 \div 100$ с. Поэтому поле E_p является квазистатическим. Оно, незначительно (до порядка величины) ослабляясь, проникает в магнитосферу и изменяет энергию частиц на величину

$$W_p \approx E_p L_\perp \sim 10^3 \div 10^4 \text{ эВ}.$$

Таких значений W_p часто достаточно для перераспределения частиц в радиационном поясе по питч-углам и их высыпания в атмосферу, которое сопровождается увеличением N в ионосфере. Важно, что горизонтальный размер области высыпаний может превышать размер первоначально возмущенной области. При этом следует ожидать увеличения размеров области вторичных возмущений и повторяющегося взаимодействия ионосфера – магнитосфера – ионосфера.

Добавим, что длительность первичных возмущений составят $t_0 \sim 1 \div 10^2$ с. Благодаря этому, поле E_p в течение t_0 обладает вихревой компонентой, равной

$$E_r \approx \mu_0 e v_w \Delta N L_\perp^2 / t_0,$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, e – заряд электрона, v_w – скорость ветра в динамообласти ионосферы ($z \sim 90 \div 130$ км). Например, при $L_\perp \approx 1000$ км, $v_w \approx 100$ м/с, $t_0 \approx 100$ с, $\Delta N \approx 10^{11}$ м$^{-3}$ имеем $E_r \approx 10$ мВ/м, что не меньше величины E_p. Поскольку изменение энергии W_r магнитосферных частиц за счет E_r пропорционально не $L_\perp$, а длине траектории частицы (которая при движении по спирали может быть значительно больше $L_\perp$), возможна ситуация, когда $W_r >> W_p$ при $E_r \sim E_p$.

Выводы

Основные результаты исследований сводятся к следующему.

1. Предложена простая параметризованная модель землетрясений, подтверждаемая наблюдениями, удобная для оценки геофизических и радиофизических эффектов в околоземной среде. Оценены основные параметры землетрясений в зависимости от их энергии.

2. В линейном приближении рассчитаны возмущения основных параметров атмосферы и ионосферы. Показано, что относительные возмущения являются небольшими на высотах $z \leq 100$ км. Выше – возмущения значительные. Однако здесь уже становится неприменимой линейная теория распространения инфразвука в атмосфере.

3. Оценена роль нелинейных эффектов при распространении инфразвука. Атмосфера при этом выступает в роли усилителя-ограничителя. Поэтому относительные возмущения: $\Delta p/p_0 \leq 1$; $\Delta N_n/N_n \approx \Delta N/N_0 \leq 0{,}7$; $\Delta T/T_0 \leq 0{,}1$. Нижняя граница возмущенной области зависит от скорости движения грунта и составляет $z_1 \approx 150 \div 60$ км для $v \approx 0{,}03 \div 3$ м/с соответственно. Верхняя граница определяется частотой инфразвука: $z_2 \sim 200 \div 600$ км для $\omega_{min} \sim 10 \div 10^{-2}$ с$^{-1}$.

4. Инфразвуковой предвестник землетрясений способен вызывать регистрируемые возмущения при его акустической энергии не менее $10^6 \div 10^{10}$ Дж для движущихся масс $\sim 2 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{19}$ кг соответственно.

5. Возможными механизмами воздействия инфразвука на ионосферу являются генерация вариаций геомагнитного поля, а также квазипостоянного электрического поля поляризации, обладающего вихревой составляющей.

Литература

1. Поиск предвестников землетрясений. Под редакцией М. Б. Гохберга. Москва, Наука, 1988, 143 с.
2. Электромагнитные предвестники землетрясений. Под ред. М. А. Садовского. Москва, Наука, 1982, 160 с.
3. Электрические и магнитные предвестники землетрясений. Под ред. В. П. Головкова. Ташкент, ФАН, 1983, 135 с.
4. В. А. Липеровский, О. А. Похотелов, С. Л. Шалимов. Ионосферные предвестники землетрясений. Москва, Наука, 1992, 304 с.
5. Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction. Edited by M. Hayakawa, Y. Fujinawa. Terra Scientific Publishing Company, Tokyo, 1994, 678 p.
6. В. К. Петухов, Н. Н. Романова. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971, **7**, №2, с. 218-223.
7. В. А. Павлов. Геомагнетизм и аэрономия. 1986, **26**, №5, с. 807-815.
8. В. В. Орлов, А. М. Уралов. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984, **20**, №6, с. 476-484.
9. В. В. Орлов, А. М. Уралов. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Москва, Наука, 1987, вып. 78, с. 28-40.

10. Ч. Ф. Рихтер. Элементарная сейсмология. Москва, Иностранная литература, 1963, 670 с.
11. Б. Гутенберг. Физика земных пород. Москва, Иностранная литература, 1963, 264 с.
12. Ф. Стейси. Физика Земли. Москва, Мир, 1972, 342 с.
13. А. Аллисон, Д. Палмер. Геология. Москва, Мир, 1984, 567 с.
14. К. Аки, П. Ричардс. Количественная сейсмология. Москва, Мир, 1983, 880 с.
15. К. Касахара. Механика землетрясений. Москва, Мир, 1985, 264 с.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. Москва, Наука, 1987, 248 с.
17. Е. А. Пономарев, А. И. Ерущенков. Изв. вузов. Радиофизика. 1977, **20**, №12, с. 1773-1789.
18. К. Ахмамедов. Геомагнетизм и аэрономия. 1993, **33**, №1, с. 163-165.
19. Т. И. Торошелидзе, Л. М. Фишкова, Р. Чилингарашвили. Астрономический циркуляр. 1991, №1548, с. 39-40.
20. Л. С. Альперович, М. Б. Гохберг, В. М. Сорокин, Г. В. Федорович. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979, №3, с. 58-68.
21. К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор. В сб. Тез. докл. Международного симпозиума "Спутниковые исследования ионосферных и магнитосферных процессов". Москва, Изд-во ИЗМИРАН, 1995, с. 30-31.

Infrasound Effects of Earthquakes and Their Precursors on Parameters of Near-Earth Space

L. F. Chernogor

A simple parameterized model of earthquakes (EQ), convenient for estimation of geophysical and radiophysical effects in the atmosphere, is presented. The main parameters of EQ with energies of $\sim 10^{13} \div 10^{20}$ J are calculated. In the linear approximation the perturbations in atmospheric parameters in the altitude range $z \leq 300$ km are calculated. The role of nonlinear effects of infrasound (IS) traversing the atmosphere is estimated. Perturbations in the medium are rather insignificant due to IS self-action ($\Delta T/T_0 \sim 0.1$; $\Delta p / p_0 \sim 1$; $\Delta N_n / N_{n0} \sim 0.7$). The infrasound precursor of EQ can cause perturbations in the ionosphere observable by radio-wave and other techniques provided that the velocities of movement of rocks $v \geq 3 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-2}$ m/s and their mass $\sim 2 \cdot 10^{19} \div 2 \cdot 10^{13}$ kg, respectively, IS energy being $W_a \geq 10^{10} \div 10^{6}$ J. The mechanisms of the impact of IS effects on magnetosphere are presented.