

УДК 550.3; 550.4

О СВЯЗИ ПАРАМЕТРОВ ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН С ЭНЕРГИЕЙ ИСТОЧНИКА

© 2019 г. В. В. Адушкин, Ю. С. Рыбнов, А. А. Спивак*, В. А. Харламов

Институт динамики геосфер РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: spivak@idg.chph.ras.ru*

Поступила в редакцию 18.10.2018 г.

Принята в печать 25.03.2019 г.

По результатам анализа данных инструментальных наблюдений, выполненных при исследовании инфразвуковых сигналов от мощных взрывных источников в атмосфере, предложена новая полумпирическая модель распространения акустических возмущений в стратосферном волноводе. Получено обобщенное соотношение между энергией акустического источника в атмосфере и характерной частотой в спектре акустического сигнала. Проведена верификация разработанной модели при описании акустических источников природного и техногенного происхождения с известной энергией. Показано, что предложенная модель согласуется с результатами наблюдений и данными, полученными в других работах.

Ключевые слова: атмосфера, взрыв, вулканическое извержение, пожар, цунами, акустические возмущения, модель, спектр, энергия.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002-33372019696-106>

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительное количество природных и техногенных явлений и процессов, происходящих в атмосфере Земли и в приповерхностной области земной коры, сопровождаются быстрым выделением большого количества энергии в ограниченном объеме. При этом формируются области повышенного атмосферного давления в окрестности источника и, как следствие – возникновением инфразвуковых волн (ИЗВ) в окружающей среде [Голицын, 1961; Бреховских 1957; 1973; Госсард, Хук, 1978]. В качестве источников ИЗВ выступают прежде всего: 1) взрывы различной природы; 2) старты ракет и полеты сверхзвуковых самолетов; 3) извержения вулканов; 4) вход в атмосферу и разрушение космических объектов; 5) землетрясения и цунами; 6) сильные атмосферные явления в виде мощных атмосферных фронтов; 7) магнитные бури и полярные сияния; 8) импульсные источники мощного электромагнитного излучения; 9) крупные пожары.

Сформированные в результате действия перечисленных источников возмущений ИЗВ, параметры которых определяются энергией источника, распространяются не только на значительные расстояния вдоль земной поверхности, но также достигают ионосферы Земли, создавая

систему прямых и отраженных волн. Здесь следует отметить, что для источников взрывного (импульсного) типа с высоким энерговыделением в качестве меры их энергии, а также энергии возникающих ИЗВ наряду с выделившейся в очаге энергией E_0 часто используется ее относительная мера в виде «тротилового эквивалента» q^1 [Адушкин, Спивак, 2007]. Это удобно, поскольку при хорошо изученных ядерных взрывах и взрывах химического взрывчатого вещества (ВВ) с известной энергией легко устанавливается прямая количественная связь между энергией источника и характеристиками, описывающими движение воздушных масс [Губкин, 1978].

При описании источников акустических возмущений в атмосфере одной из основных является задача, связанная с установлением энергии E_0 . Особое значение это имеет в тех случаях, когда возникает необходимость оценивать величину E_0 по результатам регистрации ИЗВ на значительном удалении от источника. Решение указанной задачи связано, в первую очередь,

¹ Энергия, выделяющаяся при взрыве ядерного заряда или заряда химического ВВ определенного состава, представляется в виде энергии q эквивалентного заряда тротила (ТНТ), и измеряется в килотоннах (кт) или мегатоннах (Мт) этого ВВ.

с разработкой экспериментально обоснованного подхода к установлению зависимости между параметрами, характеризующими ИЗВ, и энергией источника.

В настоящей работе предлагается новый подход к оценке энергии акустических источников взрывного и импульсного типа на основе данных, полученных в результате анализа многочисленных инструментальных наблюдений за акустическими сигналами, вызванными мощными взрывами на полигонах СССР.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ВЗРЫВОВ ПО ИНФРАЗВУКОВОМУ СИГНАЛУ

В связи со слабым молекулярным поглощением и известным явлением волноводного распространения в неоднородно стратифицированной атмосфере ИЗВ распространяются на большие расстояния от источника (сотни и тысячи километров), что создает возможности для их практического применения в задачах дальнего обнаружения и локации различных акустических источников в атмосфере [Григорьев, 1999; Бреховских, 1957; 1973]. Исследования способов оценки энергии импульсных источников по регистрации акустических волн в атмосфере так же приведены в работах [Мишенин и др., 2016; Косяков и др., 2017; Куличков и др., 2017].

В реальной стратифицированной атмосфере выделяются три основных волноводных канала [Куличков и др., 2004]: 1) приземный волноводный канал (распространение в пограничном слое атмосферы в условиях устойчивой стратификации [Чунчuzов и др., 1988]); 2) стратосферный волноводный канал (распространение в стратосфере до границы верхней стратосферы ≈ 50 км) и 3) термосферный волноводный канал (на высотах от 90 км и выше). Наибольший интерес представляет рассмотрение второго случая.

Для описания распространения акустических колебаний в стратосферном волноводе преимущественно применяется лучевая и волновая теории. В соответствии с этим подходом можно в ряде случаев с достаточной точностью рассчитывать волновое поле для отдельных типов волноводов. Однако его применение при сложных скоростных профилях волновода весьма затруднительно, и по этой причине расчеты

выполняются с использованием лучевой теории, которая представляет собой предельный случай волновой теории при условии, что длина волны пренебрежимо мала. В этом случае предметом рассмотрения являются не волны, а звуковые лучи в виде линий, нормальных к волновым фронтам.

Рассмотрим влияние на волновые формы и спектр акустических сигналов стандартного стратосферного волновода в геометроакустическом приближении. В этом случае можно не выполнять суммирование мод (квазимод) с последующим численным интегрированием по спектру акустической волны, что дает возможность получить простые выражения для отраженных акустических сигналов в функции параметров источника [Петухов, Фридман, 1979; Осташев, 1989].

Допустим, что атмосфера находится в гидростатическом равновесии, а изменение давления и плотности происходит только в вертикальном направлении. Считая земную поверхность плоской и пренебрегая эффектами, связанными с вязкостью атмосферы и ее неадиабатическим нагревом, рассматриваем двумерную задачу, при которой ось x проходит по линии «источник–приемник инфразвука», а ось z – по вертикали [Пелиновский и др., 1979; Голубев и др., 1986; Петухов, 1990; Осташев, 1989].

Введем обозначения: Z_m – высота отражения, $S_0(\omega)$ спектр акустического источника (ω – круговая частота сигнала), h – высота расположения источника относительно земной поверхности, R и r – соответственно, гипоцентрального и эпицентрального расстояния от источника до приемника сигнала.

В случае распространения акустического сигнала в стратосферном волноводе с высотой отражения Z_m и со спектром в источнике $S_0(\omega)$ спектр $S(\omega)$ сигнала, зарегистрированного на расстоянии r , записывается в виде [Бреховских, 1973]:

$$S(\omega) = S_0(\omega) \cdot \Psi(R, Z_m, h, \omega), \quad (1)$$

где: $\Psi(R, Z_m, h, \omega)$ – функция волноводного канала; $R = \sqrt{h^2 + r^2}$.

Для случая, когда приемник расположен на земной поверхности, получаем с учетом результатов работ [Бреховских, 1973; Голубев и др., 1986; Петухов, 1990]:

$$\Psi(R, Z_m, h, \omega) = \int_0^\infty \frac{[\exp(-bZ_m) + V_g \exp(bZ_m)] \cdot \{\exp[b(Z_m - h)] + V_t \exp[-b(Z_m - 2h)]\}}{1 - V_g V_t \exp(2bZ_m)} \times \\ \times [H_0^{(1)}(kR \sin \theta)] \sin \theta \cdot d\omega, \quad (2)$$

где: $k = \omega/C$ – волновое число; $b = ik\cos\theta$; θ – угол падения; V_g – коэффициент отражения от поверхности Земли; V_t – коэффициент отражения от верхней границы стратосферы; $H_0^{(1)}(kR\sin\theta)$ – функция Ханкеля первого рода.

Упростим выражение (2), учитывая следующее. Поскольку для построения модели распространения ИЗВ в настоящей работе будут использованы в основном данные, полученные при взрывах в приземном слое атмосферы на высотах $\approx 0 \div 2000$ м, т. е. выполняется условие: $h \ll Z_m$, можно принять $h \approx 0$. С достаточной для практических оценок точностью $V_g \approx 1$ [Буш и др., 1986], а при условии полного отражения от верхней границы стратосферы коэффициент V_t приближается к единице [Куличков, 1989]. В этом случае получаем:

$$\Psi(R, Z_m, \omega) = \int_0^\infty \frac{2 \cdot [\exp(b \cdot Z_m) + \exp(-b \cdot Z_m)]}{1 - \exp(2 \cdot b \cdot Z_m)} \times \\ \times [H_0^{(1)}(kR\sin\theta)] \sin\theta \cdot d\omega. \quad (3)$$

С практической точки зрения наибольший интерес представляет сигнал, неоднократно (m раз) отраженный от верхней границы стратосферы. В работах [Голубев и др., 1986; Петухов, 1990] в приближении геометрической акустики с использованием соотношения (3) получено выражение для спектра сигнала, который m раз отразился от верхней границы стратосферы, в виде:

$$S_m(\omega) \approx S_0(\omega)(-1)^{m-1} \times \\ \times \left\{ \frac{\exp[-ik(\omega) \cdot R_1(r)]}{R_1(r)} - \frac{\exp[-ik(\omega) \cdot R_2(r)]}{R_2(r)} \right. \\ \left. - \frac{\exp[-ik(\omega) \cdot R_3(r)]}{R_3(r)} + \frac{\exp[-ik(\omega) \cdot R_4(r)]}{R_4(r)} \right\}, \quad (4)$$

где: $R_1(r) = \sqrt{r^2 + [2(m-1)Z_m]^2}$; $R_2(r) = \sqrt{r^2 + [2mZ_m]^2}$;

$R_3(r) = R_2(r)$; $R_4(r) = \sqrt{r^2 + [2(m+1)Z_m]^2}$.

В качестве примера на рис. 1 приведены нормированные спектры сигнала при разных значениях m .

Как это следует из графиков, приведенных на рис. 1, максимум в спектре отраженного сигнала по мере увеличения m смещается по сравнению со спектром исходного сигнала в область более низких частот. Это согласуется с известными выводами работ [Куличков и др., 1985; Куличков и др., 2004].

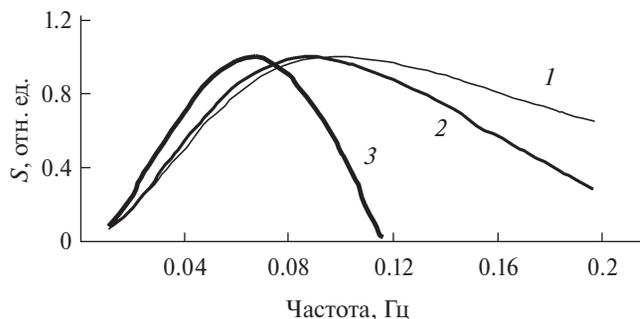


Рис. 1. Нормированные спектры сигнала S при многократном отражении в волноводе: 1 – спектр исходного сигнала ($m = 0$); 2 – отраженного на расстоянии 1000 км от источника ($m = 4$); 3 – отраженного на расстоянии 2000 км от источника ($m = 8$).

Рассмотрим слабую ударную волну от сферического источника, распространяющуюся в стратосферном волноводе.

Пусть исходная ударная волна имеет форму импульса:

$$\Delta P(t) = P_* \left(1 - \frac{t}{\tau_+}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_+}\right), \quad (5)$$

с длительностью фазы сжатия

$$\tau_+ \approx 2 \cdot 10^{-5} E_0^{1/3} \left(\frac{P_0}{P_Z}\right)^{1/3} \frac{C_0}{C_Z}, \quad (6)$$

где: E_0 – энергия источника (Дж); P_* – давление в источнике (Па); P_0 и C_0 , соответственно, атмосферное давление (Па) и скорость звука (м/с) у земной поверхности; P_Z и C_Z , соответственно, атмосферное давление и скорость звука на высоте источника; τ_+ – длительность фазы сжатия (с) [Glasstone, 1962; Reed, 1977; Госсард, Хук, 1978].

Далее будем рассматривать слабую ударную волну (давление на фронте волны $\Delta P \leq 0.1P_0$, где P_0 – атмосферное давление). Волна вызвана наземным сферическим источником и распространяется в стратосферном волноводе высотой Z_S [Голубев и др., 1986; Петухов, 1990].

Ударную волну можно считать слабой, начиная с относительных расстояний $R_0 > R_0 = 10 \cdot q^{1/3}$ м,

где $q = \frac{E_0}{4,2 \cdot 10^6}$ кг ТНТ. В дальнейшем величину R_0 будем рассматривать в качестве эффективного размера источника. Давление на фронте слабой ударной волны:

$$\Delta P = \frac{1.35q^{1/3}}{R_0 \sqrt{\ln\left(\frac{R_0}{2.7 \cdot q^{1/3}}\right)}}, \quad (7)$$

а длительность фазы сжатия на расстоянии R_0 составляет [Губкин, 1978]:

$$\tau_* = 47 \frac{q^{\frac{2}{3}}}{\Delta P \cdot R_0}. \quad (8)$$

Выражение для спектра слабой ударной волны имеет вид:

$$S_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta P(t) \exp(i\omega t) dt = \frac{i\omega \cdot \tau_*}{(1 - i\omega \cdot \tau_*)^2}. \quad (9)$$

На расстоянии $r \gg R_0$ спектр импульса записывается в виде [Адушкин и др., 2017]:

$$S(\omega) = \frac{i\omega T(r)}{[1 - i\omega T(r)]^2}, \quad (10)$$

где $T(r) = \tau_* \left(\frac{R_t}{R_0}\right)^{1/3}$, $R_t = \frac{\sqrt{r^2 + (2mZ_m)^2}}{2m}$ – расстояние, которое сигнал с кратностью отражения m проходит первый раз от источника до высоты отражения Z_m (рис. 2а).

Высота отражения Z_m и кратность отражения m при известном расстоянии r рассчитывались по лучевой теории, для модели стандартной атмосферы (рис. 2б), исходя из следующих условий [Бреховских, 1973]. Расстояние, которое луч проходит за одно отражение ($m = 1$):

$$r_i = \cos\theta_0 \int_0^{z_m} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2\theta_0}} + \cos\theta_0 \int_{z_m}^0 \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2\theta_0}}, \quad (11)$$

где: θ_0 угол выхода луча; $n(z) = \frac{C_0}{C(z)}$ коэффициент преломления скорости звука. В этом случае $r = m r_i$.

Высота отражения определяется из условия, что угол скольжения луча на данной высоте, стремится к нулю ($\cos\theta \rightarrow 1$)

$$\theta = a \cos \left[\frac{\cos\theta_0}{n(z)} \right] \rightarrow 0. \quad (12)$$

Совместное решение уравнений (11) и (12) позволит при известном расстоянии r определить Z_m и m .

С целью построения полуэмпирической модели распространения акустического сигнала на основе предложенного подхода были выполнены расчеты теоретических значений характерной (преимущественной) частоты $f_0 = 2\pi\omega$ для ряда взрывов в атмосфере, для которых известны энергия источника q и расстояние r , на котором была зарегистрирована акустическая волна (табл. 1) [Атомная..., 1994; Ядерные..., 1997; Stevens et al., 2006].

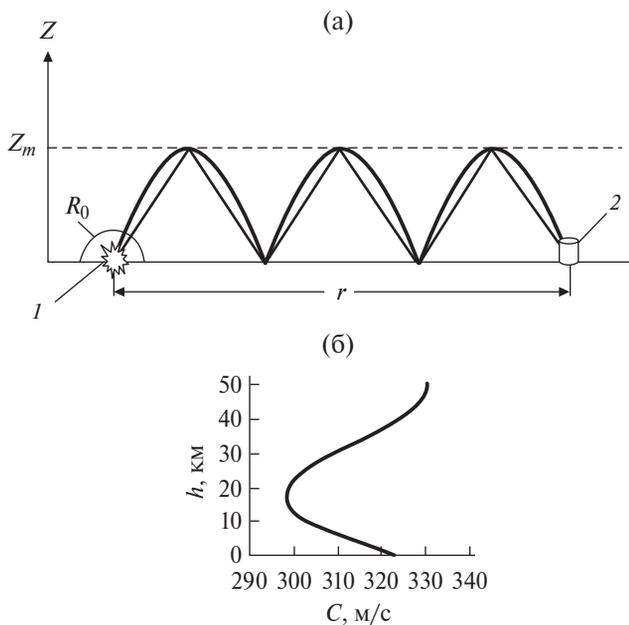


Рис. 2. Схема распространения акустических возмущений в стратосферном волноводе с кратностью $m = 3$ (а); (б) – стратификация скорости звука в стандартной атмосфере.

Таблица 1. Характеристики взрывов

№ п/п	q , кт	E_0 , Дж	r , км
1	1	$4.2 \cdot 10^{12}$	1100
2	4.6	$1.93 \cdot 10^{13}$	1100
3	6.6	$2.77 \cdot 10^{13}$	1140
4	9	$3.78 \cdot 10^{13}$	1100
5	10	$4.2 \cdot 10^{13}$	1100
6	16	$6.72 \cdot 10^{13}$	1100
7	50	$2.1 \cdot 10^{14}$	1700, 2200
8	120	$5.04 \cdot 10^{14}$	1700, 2200
9	250	$1.05 \cdot 10^{15}$	1700, 2200
10	260	$1.09 \cdot 10^{15}$	1700
11	330	$1.38 \cdot 10^{15}$	2350, 3800
12	450	$1.89 \cdot 10^{15}$	2200, 3800
13	1100	$4.62 \cdot 10^{15}$	1700, 3500
14	1200	$5.04 \cdot 10^{15}$	1700, 3500
15	1450	$6.09 \cdot 10^{15}$	1700, 3150
16	2400	$\sim 10^{16}$	1700, 3500

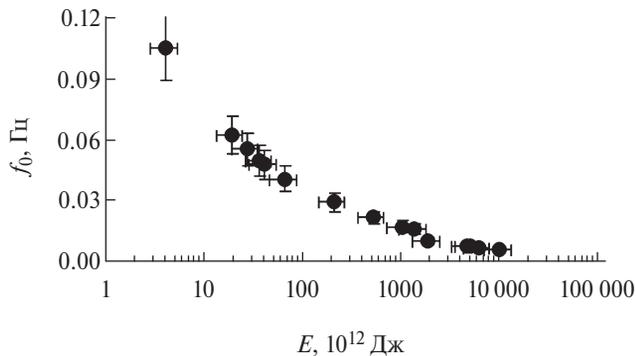


Рис. 3. Зависимость f_0 для взрывов разной энергии.

Результаты оценки теоретических значений частоты $f_0(q)$, полученные с помощью предложенной модели и с привлечением данных о величине энергии в источнике и расстояния, на котором выполнялась регистрация, представлены на рис. 3. Обобщающая зависимость представима в виде:

$$f_0 \approx \frac{59793}{E_0^{0.4}} \text{ Гц}, \quad (13)$$

где q выражено в Дж (доверительная вероятность аппроксимации составляет ~ 0.99).

Следует отметить, что величина показателя степени в зависимости (13) близка к $1/3$ (отличие не превышает 16% что свидетельствует о практически энергетическом подобии полученных зависимостей [Садовский, 1952]).

Из соотношения (13) следует:

1) с увеличением энергии взрыва характерная преимущественная частота смещается в область низких частот;

2) с ростом расстояния при постоянной кратности отражения m характерная частота смещается в область низких частот.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЕРИФИКАЦИИ МОДЕЛИ

С целью проверки предложенной полуэмпирической модели была выполнена обработка акустических сигналов от воздушных и наземных ядерных взрывов (ЯВ), проведенных на отечественных испытательных полигонах в период 1961–1962 гг. Сравнивались значения преимущественных частот f_0 , полученных по результатам обработки волновых форм зарегистрированных акустических сигналов с их теоретическими значениями, вычисленными с использованием модели. В общей сложности были рассмотрено 64 взрыва с тротильным эквивалентом $0.2 \div 20$ кт, проведенных на Семипалатинском полигоне, и 43 взрыва с тротильным

эквивалентом $2.4 \div 2400$ кт, проведенных на полигоне Новая Земля [Атомная..., 1994; Ядерные..., 1997].

Для анализа выбирались хорошо выделяемые на фоне турбулентного шума акустические сигналы, которые были зарегистрированы микробарометрами с полосой пропускания $0.003 \div 0.3$ Гц. Всего было отобрано 86 сигналов, зарегистрированных при 16 ЯВ (табл. 1) на расстояниях от 1100 до 3800 км.

Характерная частота f_0 оценивалась по математическому ожиданию максимумов спектров $\{\text{mean}[\max S(f)]\}$ (среднестатистическая частота) для каждого взрыва.

Примеры волновых форм и спектров инфразвуковых сигналов от взрывов разной энергии приведены на рис. 4 – рис. 6.

Таблица 2. Данные по взрывам

q , кт	Расстояние, км	f_0 , Гц	
		Направление С-Ю	Направление В-З
Данные по маломощным взрывам			
1.0	1100	~ 0.18	0.11
4.6	1100	0.12	0.07
6.6	1100	~ 0.1	0.06
9.0	1100	0.09	0.05
10.0	1140	0.008	0.05
16.0	1100	0.071	0.04
Данные по взрывам средней мощности			
50.0	1700	0.03	0.03
100 ÷ 150	1700	0.02	0.02
250	1700	0.02	0.02
	2200	~ 0.01	0.02
330	2350	~ 0.01	0.02
	3800	~ 0.01	~ 0.01
Данные по мощным взрывам			
450	2200	0.0084	0.01
	3800	0.0082	0.01
1100	1700	0.0076	0.008
	3150	0.0064	0.0078
1200	3500	0.0064	0.0078
	1700	0.0068	0.008
1450	3500	0.0061	0.0076
	1700	0.0068	0.0074
2400	3150	0.0059	0.0073
	1700	0.0047	0.006
	3500	0.0047	0.006

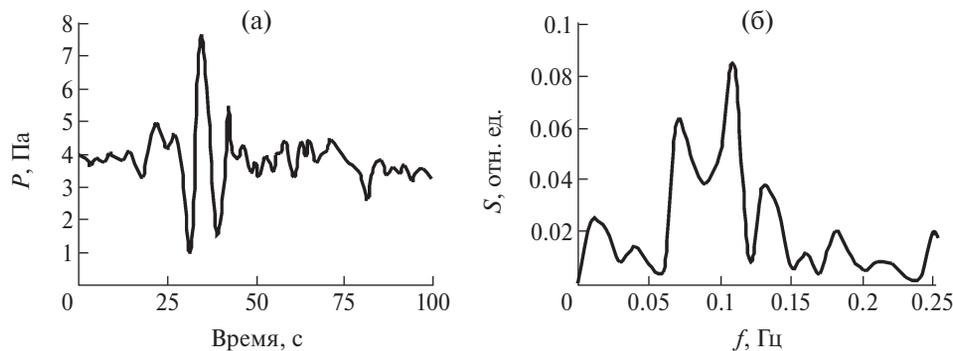


Рис. 4. Инфразвуковой сигнал (а) и его спектр S (б) от взрыва с $q = 4.6$ кт на расстоянии 1100 км.

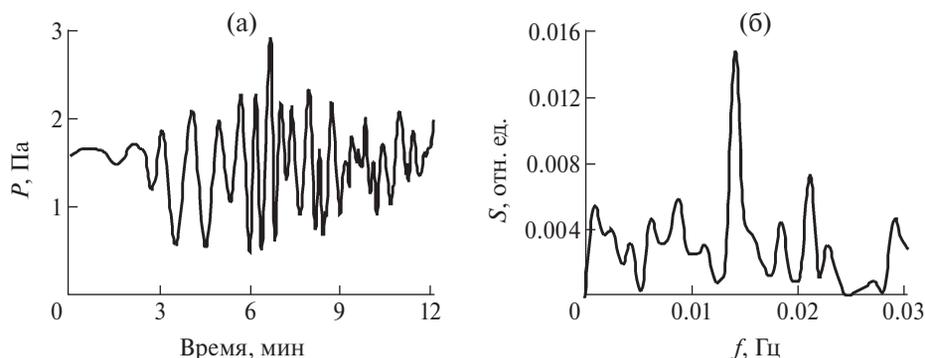


Рис. 5. Сигнал (а) и его спектр S (б) от взрыва с $q = 250$ кт на расстоянии 2350 км.

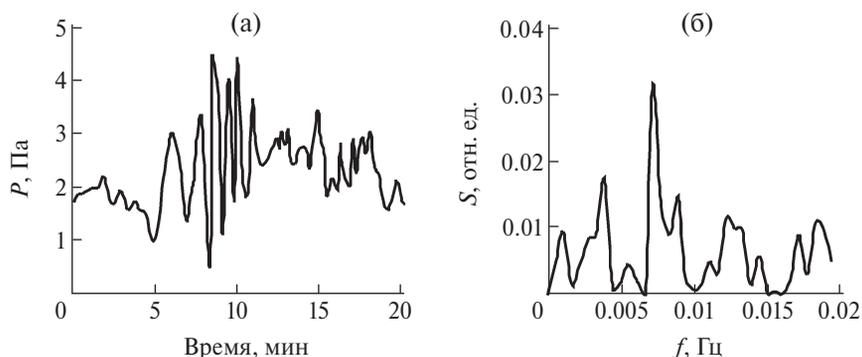


Рис. 6. Сигнал (а) и его спектр S (б) от взрыва с $q = 1100$ кт на расстоянии 3500 км

Результаты обработки выбранных сигналов приведены в табл. 2 отдельно для взрывов из разного диапазона энергий. Построенная по результатам экспериментов зависимость характерной частоты от энергии источника приведена на рис. 7. Максимум погрешности оценки энергии источника не превышает 50% при среднем значении $\approx 16\%$. Это позволяет записать обобщенную зависимость энергии от характерной частоты в виде:

$$E_0 \approx \frac{9.24 \cdot 10^{10}}{f_0^{2.2}} \text{ Дж.} \quad (14)$$

Оценим влияние на величину f_0 расстояния и направления на пункт регистрации инфразвуковых сигналов от источника известной энергии. Зависимость характерной частоты от направления на источник следует отнести к влиянию метеоусловий при распространении сигналов. В первую очередь, это влияние скорости и направления ветра по трассе распространения [Stevens et al., 2006; Рыбнов и др., 2013].

Анализ данных, приведенных в табл. 2, показывает, что для спектров сигналов от мало-мощных взрывов в зависимости от направления

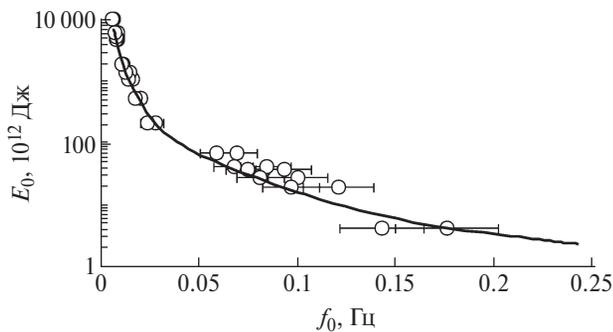


Рис. 7. Зависимость энергии источника E_0 от характерной частоты f_0 по данным инструментальных наблюдений (вертикальные и горизонтальные черточки — интервал погрешности оценки величин); сплошная кривая — расчет по формуле (14)

(восток—запад, запад—восток) характерные частоты отличаются на 20–30%. Для спектров сигналов от взрывов средней мощности в зависимости от направления (север—юг, запад—восток) характерные частоты отличаются на 8–12%, а для спектров от мощных взрывов на 5–8%.

Рассмотрим влияние на величину f_0 расстояния от пункта регистрации. Для спектров сигналов от взрывов средней мощности² при изменении расстояния в 2.3 раз разница оценки в направлении запад—восток не превышает $\approx 30\%$, а в направлении север—юг $\approx 15\%$. Для спектров сигналов от мощных взрывов при изменении расстояния в 2–3 раза разница в оценках не превышает $\approx 8\%$ вне зависимости от направления.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что предложенная модель оценки энергии источников ИЗВ по характерной частоте сигнала, при распространении акустических колебаний в стандартном стратосферном волноводе с приемлемой для практических оценок точностью, согласуется с данными экспериментов. Это

² Для спектров 1-й группы (мощные взрывы) оценки не проводились, поскольку сигналы регистрировались на одном расстоянии

свидетельствует о принципиальной возможности использования теоретической зависимости (14) для практических оценок энергии акустических источников взрывного типа.

ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ МОДЕЛИ

Предложенная модель в виде обобщенной зависимости (14) проверялась на примерах источников с известной энергией E_0 и использовалась для оценки энергии событий, вызванных разными техногенными и природными источниками, на основе результатов регистрации акустических сигналов.

Ядерный взрыв в атмосфере. При проведении ЯВ в атмосфере 21.09.1962 с $q = 2.4$ Мт ($E_0 \sim 10^{16}$ Дж) [Ядерные..., 1997] выполнялась регистрация акустических колебаний на расстоянии 5000 км. Характерная частота сигнала составляет $f_0 \approx 0.0055$ Гц. Оценка энергии рассматриваемого акустического источника на основе предложенной модели (табл. 3) дает величину $9.4 \cdot 10^{15}$ Дж, что определяет высокую точность оценки реальной величины E_0 с помощью рассмотренной модели.

Извержение вулкана. Сигнал от извержения вулкана Сент-Хеленс был зарегистрирован на расстоянии ≈ 8000 км в восточном направлении с $f_0 \approx 0.002$ Гц [Donn, 1981]. Извержение имело эксплозивный характер (взрывного типа) [Donn, 1981]. Как показано в работе [Reed, 1972; Губкин, 1969] при оценке энергии подобных природных источников их допустимо рассматривать по аналогии с источниками взрывного типа. Величина энергии E_0 для рассматриваемого события, оцененная с помощью (14), составляет $9.4 \cdot 10^{16}$ Дж, что хорошо совпадает с данными, приведенными в работе [Donn, 1981], согласно которым энергия извержения вулкана Сент-Хеленса составляет $\approx 1.5 \cdot 10^{17}$ Дж. Погрешность не превышает 37% (табл. 3).

Таблица 3. Результаты сравнения величин энергии акустических событий E_T , вычисленных на основе модели, с E_0

Событие	Взрыв, $q = 2.4$ Мт	Вулкан Сент-Хеленс	Пожар	Цунами	Падение метеоритов		Взрывы на складах боеприпасов		
					Челябинский болид	Румынский болид	п. Пугачево	п. Урман	п. Калиновка
E_0 , 10^{10} Дж	$\sim 10^6$	$1.5 \cdot 10^7$	$4.3 \cdot 10^3$	$1.9 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^5$	$\sim 10^2$	—	—	—
E_T , 10^{10} Дж	$9.4 \cdot 10^5$	$9.4 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^7$	$\sim 10^6$	$1.5 \cdot 10^2$	~ 10	7	92–47

Пожары. Крупные пожары являются источником сильных волновых возмущений в атмосфере. Рассмотрим в качестве примера характеристики искусственно созданного сильного пожара на площади 1 га, описанного в работе [Гостинцев и др., 1985]. Оценка акустической энергии рассматриваемого события по формуле Тейлора составляет $\sim 4.3 \cdot 10^{10}$ Дж. С учетом того, что в виде акустических волн излучается $0.1 \div 0.2\%$ энергии пожара [Губкин, 1978], энергия рассматриваемого пожара оценивается величиной $\sim 4.3 \cdot 10^{13}$ Дж, что соответствует примерно энергии среднего шторма. Оценки, выполненные на основе предложенной в настоящей работе модели, дают величину $\sim 7 \cdot 10^{14}$ Дж (табл. 3). Полученное различие в оценках, выполненных двумя способами, можно объяснить тем, что пожары как источник инфразвуковых волн, в отличие от взрывов, болидов, эксплозивных извержений, характеризуются низкой плотностью энергии [Губкин, 1978].

Цунами. 11 марта 2011 г. у побережья Японии произошло мощное землетрясение, которое вызвало цунами. Низкочастотные колебания атмосферного давления были зарегистрированы многими инфразвуковыми станциями, в том числе и геофизической обсерваторией «Михнево» ИДГ РАН и Центром геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН [Spivak et al., 2016; Спивак и др., 2016]. Энергия рассматриваемого цунами, оцененная с использованием предложенной модели, составляет $\approx 1.3 \cdot 10^{17}$ Дж. Это значение E_0 с приемлемой для практических оценок точностью совпадает с данными, представленным USGS, которые дают значение энергии в $(1.9 \pm 0.5)10^{17}$ Дж (табл. 3). Отличие от данных USGS не превышает 32%.

Взрывы болидов. Используя взрывную аналогию можно оценивать также энергию болидов [ReVelle et al., 1997; Цикулин, 1969]. Геофизической обсерваторией «Михнево» ИДГ РАН (ГФО) [Адушкин др., 2016] и Центром геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН (ЦГМ) [Spivak et al., 2016] были зарегистрированы инфразвуковые сигналы от некоторых болидов.

Анализ спектров сигналов, вызванных падением Челябинского болида (15.02.2013 г.), полученных в ЦГМ, дают значение характерной частоты $f_0 \approx 0.005$ Гц [Рыбнов и др., 2014]. В соответствии с (14) это определяет энергию болида примерно в $\approx 10^{16}$ Дж. Такая оценка представляется несколько завышенной по сравнению с данными, приведенными в работах [Porova et al., 2013; Рыбнов и др., 2013; Brown et al., 2013],

в которых в виде верхней оценки энергии дана величина $\approx 4 \cdot 10^{15}$ Дж. Однако здесь необходимо отметить, что в цитируемых работах не учитывалось влияние высоты источника. С учетом ожидаемого увеличения энерговыделения с высотой [Рыбнов и др., 2013] энергия Челябинского болида оценивается величиной $\sim 7 \cdot 10^{15}$ Дж, что значительно ближе к значению, полученному с использованием предложенной модели (табл. 3).

Значение характерной частоты для инфразвуковых колебаний, сопровождающих полет болида над Румынией (07.01.2015 г.) [Pricopi et al., 2016; <http://neo.jpl.nasa.gov/fireball>] и зарегистрированных в рамках настоящих исследований, составляет ~ 0.3 Гц, что позволяет оценить энергию болида в $\approx 10^{12}$ Дж. Эта оценка по порядку величины хорошо согласуется с оценками, выполненными в работе [Pricopi et al., 2016] с использованием эффективной светимости Румынского болида, в которой энергия акустического источника оценена величиной $\sim 1.5 \cdot 10^{12}$ Дж (табл. 3).

Взрывы боеприпасов. Технические характеристики измерительных средств ЦГМ и ГФО обеспечивают регистрацию сигналов от достаточно удаленных источников взрывного типа. Рассмотрим возможность оценки энергии взрывов боеприпасов при пожарах на армейских складах и арсеналах, инфразвуковые сигналы от которых, были зарегистрированы ГФО и ЦГМ (табл. 3).

Один из инцидентов произошел 02.06.2011 г. в 00:00 по местному времени на воинском арсенале в п. Пугачёво (28 км южнее г. Ижевск), когда был зафиксирован пожар и на протяжении 4-х часов происходили взрывы боеприпасов. Расстояния от места взрывов до пунктов регистрации составили: до ЦГМ ~ 966 км, до ГФО ~ 975 км. При характерной частоте ≈ 0.82 Гц, энергия взрывов, вычисленная с применением модели, составила $\sim 10^{11}$ Дж или в тротиловом эквиваленте ~ 26 т.

Другой инцидент произошел 26.05.2011 г. в районе п. Урман Ислинского района. В том случае произошли взрывы снарядов калибра 120 мм в ~ 100 км на восток от Уфы. Расстояние от места инцидента до ЦГМ составляет ~ 1225 км, до ГФО — ~ 1217 км. Анализ акустических записей позволил оценить значение характерной частоты в 0.98 Гц, что дает оценку энергии взрывов в $\approx 7 \cdot 10^{10}$ Дж (≈ 17 т в тротиловом эквиваленте).

Инцидент в п. Калиновка под Винницей, в результате которого вечером 26.09.2017 г. произошли

множественные взрывы боеприпасов на 48-м арсенале ВСУ (https://24tv.ua/ru/ukraina_tag119), также вызвал инфразвуковой сигнал, который успешно регистрировался в ЦГМ и ГФО. Расстояние от арсенала до ЦГМ составляет ≈ 920 км, до ГФО — ≈ 895 км. Для наиболее мощных взрывов характерная частота находилась в диапазоне 0.32–0.43 Гц, что соответствует энергии в диапазоне $4.7 \cdot 10^{11}$ – $9.2 \cdot 10^{11}$ Дж ($q = 112$ – 218 т). Для менее мощных взрывов характерная частота находилась в диапазоне 2–3 Гц, что соответствует энергии в диапазоне $5.7 \cdot 10^9$ – $1.4 \cdot 10^{10}$ Дж ($q = 1.4$ – 3.4 т).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Трудности с определением энергии источника акустических колебаний по параметрам регистрируемого сигнала связаны со сложным механизмом распространения акустических волн в реальной атмосфере. Причем, чем дальше от источника размещается пункт регистрации и чем меньше энергия в очаге, тем большее влияние оказывает трасса распространения сигнала на его регистрируемые характеристики. Основное отличие предложенной модели распространения акустического сигнала от известных заключается в учете особенностей стратификации атмосферы, что, в первую очередь, влияет на высоту отражающей границы Z_m .

Как это видно из сравнения величины реальной энергии разных источников с величиной, полученной с использованием разработанной модели, предложенный подход вполне пригоден для практических оценок. Это особенно востребовано при разработке мер предупреждения и оперативного реагирования на аварийные и катастрофические явления природного и техногенного происхождения в условиях сильно развитой территориально агломерации городского типа. При этом следует отметить, что построенная на привязке к событиям взрывного типа модель весьма правдоподобно описывает также источники с растянутым во времени выделением энергии, как это обычно происходит при вулканических извержениях и пожарах.

В работе предложен новый подход к оценке энергии источника взрывного типа на основе анализа данных инфразвуковых измерений при заданной энергии в очаге. Волновые формы акустических сигналов, вызванных явлениями взрывного типа в атмосфере, содержат низкочастотные колебания, на спектрах которых достаточно четко выделяются характерные (преимущественные) частоты. Анализ спектральных характеристик распространяющихся

акустических колебаний показал, что характерная частота определяется в основном энергией источника.

На основе обобщения данных инструментальных наблюдений предложена полуэмпирическая модель, описывающая количественную зависимость между характерной частотой акустического сигнала и энергией источника. Результаты верификации модели на ряде примеров свидетельствуют о принципиальной возможности ее использования для оценок энергии природных и техногенных источников, расположенных в приповерхностной зоне Земли с приемлемой для практических оценок точностью.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием (тема АААА-А17-177112350013-1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Овчинников В.М., Санина И.А., Ризниченко О.Ю. «Михнево»: от сеймостанции № 1 до современной геофизической обсерватории // Физика Земли. 2016. № 1. С. 108–119.
- Адушкин В.В., Спивак А.А. Подземные взрывы. М.: Наука. 2007. 579 с.
- Адушкин В.В., Рыбнов Ю.С., Спивак А.А., Харламов В.А. Оценка энергии источников инфразвукового возмущения в атмосфере по спектру волновых форм. Триггерные эффекты в геосистемах. М.: ГЕОС. 2017. С. 416–426.
- Атомная энергия и оборона. Бюллетень ЦОИ. 1994. № 2 С. 1–4.
- Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: изд-во АН СССР. 1957. 502 с.
- Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1973. 343 с.
- Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука. 1981. 207 с.
- Буш Г.А., Грачев А.И., Иванов Е.А. и др. Об аномальном распространении звука в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 1. С. 91–94.
- Гостинцев Ю.А., Иванов Е.А., Копылов Н.И., Шацких Ю.В. Волновые возмущения атмосферы при больших пожарах // Сибирское отд. АН СССР. Физика горения и взрыва. 1985. Т. 19. № 4. С. 62–64.
- Голубев В.Н., Орлов Е.Ф., Петухов Ю.В. Спектральные характеристики импульсных сигналов многократно отраженных от слоистого дна и поверхности океана // Акустический журнал. 1986. № 4. Т. 32. С. 462–467.
- Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. XLII. № 1. с. 3–25.

- Голицын Г.С. О поглощении звука в атмосфере и ионосфере // Изв. АН СССР. Сер. «Геофизическая». 1961. № 6. С. 941–946.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. Мир. 1978. 532 с.
- Губкин К.Е. О подобии взрыва // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978. № 10. С. 49–60.
- Косяков С.И., Куличков С.Н., Мишенин А.А. Новые способы оценки энергии импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1–7.
- Куличков С.Н. Об отражении акустического импульса от нижней термосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 9. С. 1000–1004.
- Куличков С.Н. О коэффициенте отражения акустических волн от верхней стратосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 7. С. 688–694.
- Куличков С.Н., Авилов К.В., Буш Г.А. и др. Об аномально быстрых инфразвуковых приходах на больших расстояниях от наземных взрывов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 1. С. 3–12.
- Куличков С.Н., Попов О.Е., Мишенин А.А. и др. Использование закона сохранения акустического импульса для оценки энергии наземных акустических источников дистанционным методом // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 6. С. 686–698.
- Мишенин А.А., Косяков С.И., Куличков С.Н. К вопросу об оценке параметров импульсных источников по результатам регистрации акустических волн в атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 6. С. 681–690.
- Осташев В.Е. Геометрическая акустика движущейся среды. Обзор // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 9. С. 899–916.
- Пелиновский Е.Н., Петухов Ю.В., Фридман В.Е. Приближенные уравнения распространения мощных акустических сигналов в океане // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. № 4. Т. 15. С. 436–444.
- Петухов Ю.В., Фридман В.Е. Распространение взрывных волн в стратифицированном океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. № 12. Т. 15. С. 1307–1315.
- Петухов Ю.В. Теория отражения взрывных волн давления от верхней стратосферы и формирование областей аномальной слышимости. Препринт № 313. Горький: НИРФИ. 1990. 24 с.
- Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А. и др. Оценка энергии Челябинского болида по инфразвуковым измерениям. Динамические процессы в геосферах. Вып. 4. М.: ГЕОС. 2013. С. 21–32.
- Рыбнов Ю.С., Попова О.П., Харламов В.А. Оценка энергии Челябинского болида по спектру мощности длиннопериодных колебаний атмосферного давления. Динамические процессы в геосферах. Вып. 5. М.: ГЕОС. 2014. С. 78–85.
- Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва. Физика взрыва, сб. № 1. Изд-во АН СССР. 1952.
- Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Рыбнов Ю.С., Соловьев С.П., Харламов В.А. Аппаратура и методики для мониторинга геофизических полей мегаполиса и их применение в Центре геофизического мониторинга г. Москвы ИДГ РАН // Сейсмические приборы. 2016. Т. 52. № 2. С. 65–78.
- Чунгузов И.П., Буш Г.А., Каллистратова М.А. и др. Распространение акустического импульса в пограничном слое атмосферы. Препринт № 1. М.: ИФА. 1988. 36 с.
- Цикулин М.А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. М.: Наука. 1969. 86 с.
- Ядерные испытания СССР. Т. 1. Цели. Общие характеристики. Организация ядерных испытаний. Первые ядерные испытания. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 1997. 287 с.
- Brown P.G. and 32 co-authors (2013). A 500-kiloton airburst over Chelyabinsk and an enhanced hazard from small impactors // Nature. V. 503. P. 238–241.
- Donn W.L., Balachadran N.K. Mount St. Helens eruption of 18 May 1980: air waves and explosive yield // Science. 1981. V. 213. P. 539–541.
- Ens T.A., Brown P.G., Edwards W.N., Silber E.A. Infrasound production by bolides: A global statistical study // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V. 80. P. 208–229.
- Glasstone S., The Effects of Nuclear Weapons, U.S. Atomic Energy Commission, U.S. Government Printing Office / Washington D.C., revised ed. 1962. 143 p.
- Popova O.P., Jenniskens P., Emel'yanenko V. et al. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization // Science. 2013. V. 342. P. 1069–1073.
- Pricopi D., Dascalu M., Badescu O., Nedelcu D., Popescu M., Sonka A., Suran M. Orbit reconstruction for the meteoroid of the meteorite-producing fireball that exploded over Romania on January 7, 2015 // Proc. Romanian Academy, Series A. 2016. V. 17. № 2. P. 133–136.
- Reed J.W. Atmospheric attenuation of explosion waves // J. Acoust. Soc. Amer, 1977. V.61. № 1. P.39–47.
- Reed J.W., Airblast overpressure decay at long ranges // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. P. 1623–1629.
- ReVelle D.O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves / Remo JL (ed) Annals of the New York academy of sciences, near-earth objects – the United Nations international conference, New York Academy of Sciences. 1997. V. 822. P. 284–302.
- Spivak A.A., Loktev D.N., Rybnov Yu.S. et al. Geophysical Fields of a Megalopolis // Atmospheric and Oceanic Physics. 2016. V. 52. № 8. P. 841–852.
- Stevens J.L., Adams D.A., Baker G.E., Xu H., Murphy J.R., Divnov I., Bouchik V.N. Infrasound Modeling Using Soviet Explosion Data and Instrument Design Criteria from Experiments and Simulations. Technical Report ADA446517 S. 2006.

Relationship between the Parameters of Infrasound Waves and the Energy of the Source

V. V. Adushkin^a, Yu. S. Rybnov^a, A. A. Spivak^{a,*}, and V. A. Kharlamov^a

^a*Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

**e-mail: spivak@idg.chpk.ras.ru*

Received October 18, 2018

A new phenomenological model describing the propagation of acoustic disturbances in the stratospheric waveguide is proposed based on instrumental observations of infrasound signals from high-power explosive sources in the atmosphere. A generalized relationship between the energy of the acoustic source in the atmosphere and the characteristic frequency in the spectrum of the acoustic signal is obtained. The developed model is verified against the description of natural and manmade acoustic sources with the known energy. It is shown that the proposed model agrees with the observations and the data obtained in the other works.

Keywords: atmosphere, explosion, volcanic eruption, fire, tsunامي, acoustic disturbances, model, spectrum, energy